

THÈSES

présentée

AU CENTRE D'ORSAY - UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Bernard SADOULET

PHENOMENOLOGIE DES REACTIONS D'ECHANGE D'HYPERCHARGE

SOUTENUE LE 28 JUIN 1971 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. LAGARRIGUE *Président*

LEHMANN *Examineurs*

PEYROU

MOREL



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556018_0040

THÈSES

présentée

AU CENTRE D'ORSAY - UNIVERSITE PARIS-SUD

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES

par

Bernard SADOULET

PHENOMENOLOGIE DES REACTIONS D'ECHANGE D'HYPERCHARGE

SOUTENUE LE 28 JUIN 1971 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. LAGARRIGUE *Président*

LEHMANN *Examineurs*

PEYROU

MOREL



INTRODUCTION

Phénoménologie des réactions d'échange d'hypercharge page 1

CHAPITRE I

Exotisme et dégénérescence d'échange page 5

CHAPITRE II

Analyse des réactions d'échange d'hypercharge page 135

CONCLUSION page 305

REMERCIEMENTS page 307

PHENOMENOLOGIE DES REACTIONS D'ECHANGE D'HYPERCHARGE

Dans cette thèse, nous abordons l'interprétation phénoménologique (à haute énergie) des réactions d'échange d'hypercharge suivantes :

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow K^0 \Lambda, & \pi^+ p &\rightarrow K^+ \Sigma^+ \\ K^- p &\rightarrow \pi^0 \Lambda & K^- p &\rightarrow \pi^+ \Sigma^- \\ \bar{p} p &\rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda & \bar{p} p &\rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma^0 + \text{conjugué de charge} \\ & & \bar{p} p &\rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ \end{aligned}$$

Nous avons contribué à l'étude expérimentale des réactions d'échange d'hypercharge : $\bar{p} p \rightarrow \bar{Y} Y'$ à 2.5 et 5.7 GeV/c (Y et Y' étant divers hyperons) ; $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ à 3.93 GeV/c. Les résultats obtenus ont déjà été publiés*. Nous aurions pu exposer plus en détail les techniques expérimentales utilisées mais cet exercice serait rapidement devenu artificiel du fait du petit nombre d'évènements étudiés. D'autre part, nous nous sommes récemment longuement expliqués sur les applications de la statistique à la physique des hautes énergies : [Drijard, Eadie, James, Roos et Sadoulet 71] .

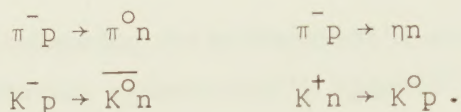
Il nous a paru plus utile d'essayer de montrer dans cette thèse ce qui est engagé, d'un point de vue théorique, dans l'étude des réactions d'échange d'hypercharge. Après l'effort d'extraction des données et du contrôle de leur qualité, il importe, nous semble-t-il, de soulever les problèmes que pose leur insertion dans le cadre conceptuel actuel. Ce faisant, nous avons été amenés à rassembler un certain nombre de notes qui, nous l'espérons, pourront être utiles aux expérimentateurs travaillant dans des domaines voisins.

* J. Badier et al., Phys. Letters 25B (1967) 152

H.W. Atherton et al., Phys. Letters 30B (1969) 464

M. Abramovitch et al., Nucl. Phys. B27 (1971) 477.

Les problèmes d'interprétation que posent les réactions d'échange d'hypercharge sont nombreux. Elles présentent en particulier des caractéristiques très différentes de celles des réactions d'échange de charge



Notamment (fig. 1), alors que dans la distribution angulaire $\frac{d\sigma}{dt}$ de ces dernières, on observe un "trou" vers l'avant et dans certains cas à $t \approx -0.6 \text{ GeV}^2$, les réactions d'échange d'hypercharge ne présentent pas de telles structures, mais au contraire une "cassure" assez nette variant de $t = -0.2$ à $t = -0.7 \text{ GeV}^2$ suivant les réactions.

Le problème phénoménologique peut alors être posé dans les termes suivants : "Comment expliquer, dans un cadre unique, toutes ces réactions ? En particulier, comment rendre compte de la différence qualitative de leurs structures angulaires ?". Ce problème est d'une certaine importance puisque l'on peut considérer que ces processus d'échange sont les processus élémentaires des interactions fortes à haute énergie.

Notre tentative se situe dans la ligne d'un des projets théoriques actuels : l'amplitude de réaction est en première approximation décrite par des pôles de Regge dans la voie croisée ; l'absence de résonances exotiques dans la voie directe conduit à la "dégénérescence d'échange" qui fixe en grande partie ce premier ordre. Pour des raisons à la fois théoriques et phénoménologiques, ce premier ordre doit cependant être corrigé par des termes d'ordre supérieur. Ce sont ces termes que nous tentons de mettre en évidence dans les réactions qui nous occupent.

Une question préliminaire, bien sûr, se pose et c'est notre premier chapitre : la dégénérescence d'échange est-elle suffisamment proche de la réalité pour qu'un tel schéma perturbatif ait des chances de succès ? Nous passons donc en revue les indications expérimentales de présence d'amplitudes exotiques. Il semble que les données actuelles ne remettent pas en cause notre approche.

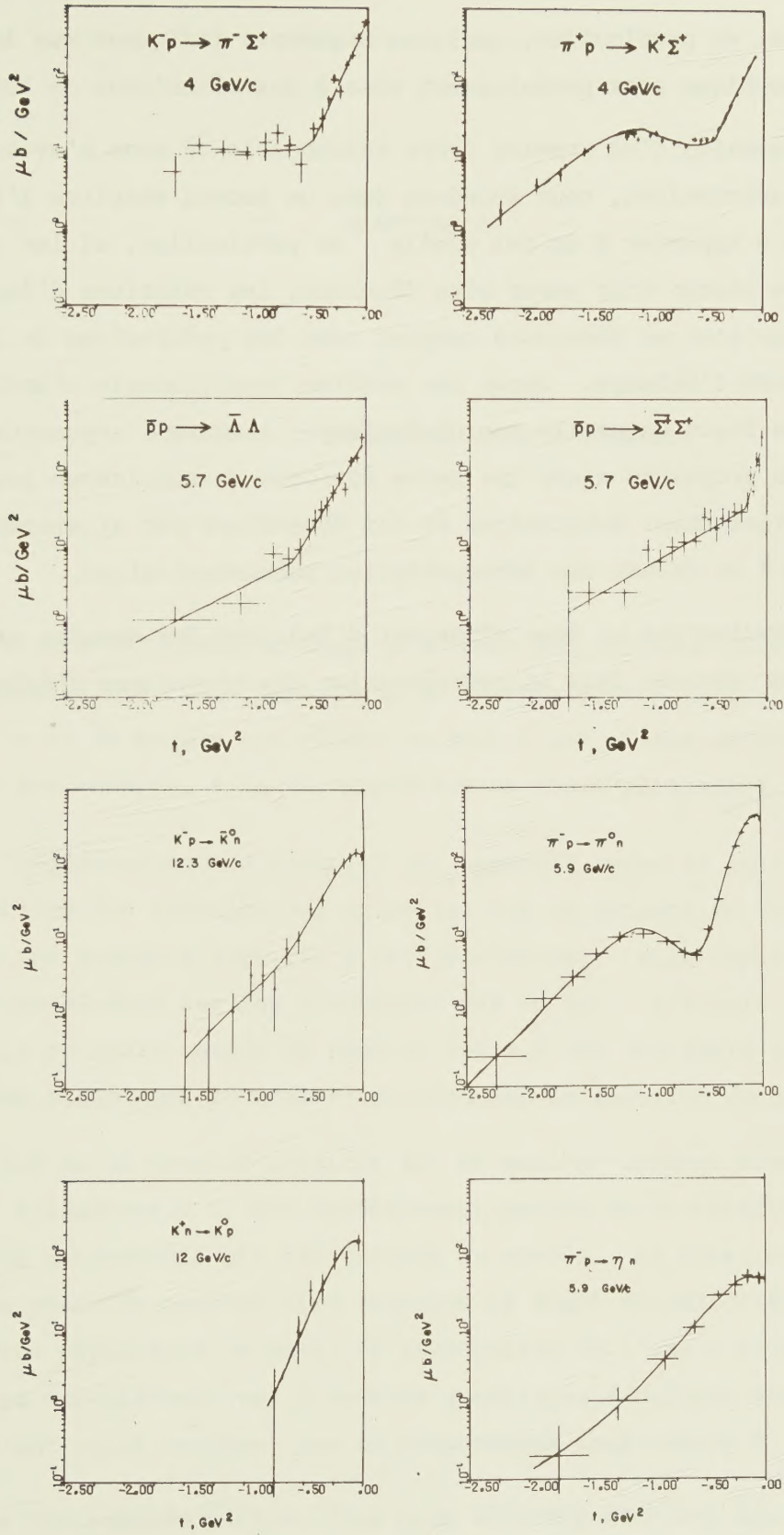


Fig. 1

Nous donnons, en particulier, quelques arguments indiquant que les réactions d'échange exotique sont probablement dues à des mécanismes de double échange.

En possession d'un premier ordre raisonnable où nous n'avons plus de paramètres arbitraires, nous abordons dans un second chapitre l'étude des corrections à apporter à un tel modèle : en particulier, si les réactions d'échange de charge sont assez bien décrites, les réactions d'échange d'hypercharge sont en désaccord complet avec les prédictions de la dégénérescence d'échange. Aucun des modèles traditionnels n'arrive à expliquer de façon naturelle ces déviations. A court d'arguments théoriques solides nous proposons alors une autre approche : considérer les corrections comme essentiellement arbitraires et les déterminer par ajustement aux données. Nous aurons à en donner une interprétation phénoménologique.

Nous concluerons en nous efforçant d'indiquer les données expérimentales requises pour avancer dans la compréhension des mécanismes d'échange.

CHAPITRE I

EXOTISME ET DEGENERESCENCE D'ECHANGE

Le modèle des pôles de Regge a souvent été critiqué pour sa trop grande flexibilité : La dépendance en énergie mise à part, tout semble arbitraire et le modèle est réduit en fait à une simple méthode d'analyse analogue par exemple, à la décomposition en ondes partielles.

La "dégénérescence d'échange" qui apparaît comme la conséquence la moins ambiguë des spéculations actuelles sur le concept de "Dualité", met dans une grande mesure fin à cet arbitraire : elle impose des contraintes sévères sur les paramètres mis en jeu. L'espoir est alors né qu'elle pourrait servir de premier ordre à une véritable théorie dont les ordres supérieurs pourraient se calculer en fonction du premier.

Le but de ce premier chapitre est de montrer comment fixer ce premier ordre et d'examiner s'il est suffisamment proche de la réalité pour qu'un tel schéma perturbatif ait des chances de succès. La question que nous voudrions poser en premier lieu concerne le degré de validité expérimentale des hypothèses de base, en particulier de l'une d'elle : les amplitudes non-diffractives à nombres quantiques exotiques dans le canal direct n'ont-elles vraiment pas de composantes imaginaires ?

Dans une seconde partie, nous nous interrogerons sur les indications d'échanges exotiques et les dangers qu'elles présentent pour une telle approche.

Dans une troisième partie, nous résumerons les problèmes de compatibilité de la dégénérescence d'échange avec des propriétés que l'on pourrait raisonnablement souhaiter intégrer dans une telle "théorie au premier ordre" : symétrie SU3 et unitarité (au moins dans une de ses conséquences essentielles : la factorisation des résidus des pôles). Ne vont-elles pas contredire l'hypothèse fondamentale d'absence d'"exotiques"?

Ce faisant, nous n'envisagerons pas, bien entendu, des théories fort différentes dans leur essence (le modèle de coupure forte de l'école du Michigan, notamment). Nous resterons aussi en deçà des efforts théoriques pour calculer "les ordres supérieurs" : en particulier, les tentatives de construction d'une théorie plus riche fondée sur une "dualité" plus restrictive et faisant intervenir la symétrie de croisement et les relations de cohérence entre les divers canaux (bootstrap) [Lovelace 69, Veneziano 70].

Nous essayerons :

- de présenter la dégénérescence d'échange comme une hypothèse approchée et d'insister sur son domaine de validité
- de poser le problème de l'exotisme dans l'ensemble de ses relations avec la dégénérescence d'échange
- de résumer aussi complètement que possible les données expérimentales reliées à l'exotisme.

EXOTISME ET DEGENERESCENCE D'ECHANGE

Sommaire

1.	LA DEGENERESCENCE D'ECHANGE COMME PREMIER ORDRE	p. 11
1.1	Les hypothèses de la dégénérescence d'échange	p. 11
1.2	Les conséquences de la dégénérescence d'échange pour le modèle de Regge	p. 16
1.2.1	Contraintes sur les trajectoires	p. 16
1.2.2	Contraintes sur les résidus	p. 20
1.2.3	Le rôle spécial du Poméron	p. 23
1.2.4	Dépendance en t	p. 23
1.3	Nature approchée de la dégénérescence d'échange	p. 25
1.3.1	Sensibilité à une composante imaginaire	p. 25
1.3.2	Domaine attendu de validité des hypothèses	p. 28
1.3.3	Conclusion	p. 32
2.	MESURE EXPERIMENTALE DE LA COMPOSANTE IMAGINAIRE DES AMPLITUDES EXOTIQUES	p. 33
2.1	Mesure directe de la partie imaginaire des amplitudes exotiques	p. 33
2.1.1	Analyses en ondes partielles	p. 33
2.1.2	Utilisation du théorème optique	p. 40
2.2	Mise en évidence indirecte de composantes imaginaires dans les canaux exotiques	p. 46
2.2.1	Suggestions théoriques sur la production et la désintégration des exotiques	p. 46
2.2.2	Existe-t-il des exotiques	p. 48

2.3	Conclusion	p. 52
3.	EXISTE-T-IL DES ECHANGES EXOTIQUES	p. 55
3.1	Revue expérimentale	p. 55
3.1.1	Echange d'isospin $3/2$ ou 2	p. 55
3.1.2	Echange interdit de nombre baryonique	p. 69
3.2	Difficultés d'interprétation	p. 72
3.2.1	Ambiguités théoriques	p. 72
3.2.2	Difficultés dues aux réflexions	p. 75
3.3	A-t-on besoin d'échange de particules exotiques	p. 80
	A. "Nécessité" d'échange exotique	p. 81
	B. Explication par les mécanismes de la voie directe	p. 84
	C. Indications en faveur du modèle de coupure	p. 84
3.4	Conclusion	p. 88
4.	COHERENCE DU MODELE GENERAL	p. 91
4.1	Introduction de la factorisation et de SU3	p. 91
4.2	Les trajectoires baryoniques	p. 92
4.2.1	Symétrie SU3 exacte	p. 93
4.2.2	Cassure de SU3 et de la dualité	p. 94
4.3	Trajectoires mésoniques	p. 98
4.3.1	Symétrie SU3 exacte	p. 98
4.3.2	Cassure de SU3	p. 98
4.4.	La "catastrophe" baryon-antibaryon	p. 103
4.4.1	Position du problème	p. 103

4.4.2	Les découplages prédits par la dégénérescence sont-ils vraiment contraires à l'expérience	p. 104
4.4.3	Cassure de la dégénérescence d'échange dans le cas de baryon-antibaryon	p. 110
4.5.	Conclusion	p. 111
APPENDICE A.I		
	Mesure de l'interférence entre une amplitude permise et une amplitude exotique.	p. 113
1.	Principe de la méthode	p. 113
2.	Gain en précision de la méthode d'interférence	p. 115
APPENDICE A.II		
	Description des réactions $pp \rightarrow \bar{\Sigma}^- \bar{\Sigma}^-$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$, $K^- p \rightarrow pK^-$, $\pi^- p \rightarrow K^+ \bar{\Sigma}^-$, $K^- p \rightarrow \pi^+ \bar{\Sigma}^-$ en termes de coupure.	p. 118
1.	Formules	p. 118
2.	$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^- \bar{\Sigma}^-$	p. 119
3.	$\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$	p. 121
4.	$K^- p \rightarrow pK^-$	p. 122
5.	$\pi^- p \rightarrow K^+ \bar{\Sigma}^-$ et $K^- p \rightarrow \pi^+ \bar{\Sigma}^-$	p. 123
APPENDICE A.III		
	Couplages SU3	p. 129

1. LA DEGENERESCENCE D'ECHANGE COMME PREMIER ORDRE

Avant d'aborder les questions que nous venons de poser, il nous faut préciser, ce que nous entendons par dégénérescence d'échange et en quoi nous pensons qu'elle peut être un premier ordre d'une théorie plus générale.

1.1 Les hypothèses de la dégénérescence d'échange

Rappelons tout d'abord la définition de l'exotisme : un ensemble de nombres quantiques sera dit exotique (de première espèce) s'ils caractérisent des représentations de SU3 qui ne soit pas un singlet ou un octet pour les mésons et un singlet, un octet ou un décuplet pour les baryons. Cette définition est moins forte que les définitions fondées sur le modèle des quarks qui interdisent en plus des combinaisons de C et P (exotisme de seconde espèce). Cependant elle nous suffira.

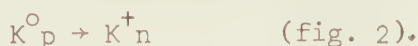
Les hypothèses fondamentales de la dégénérescence d'échange sont au nombre de trois :

- 1) Analyticité à la Mandelstam des amplitudes de réactions
- 2) Comportement asymptotique des amplitudes dominé par des pôles de Regge
- 3) Absence de partie imaginaire pour les amplitudes exotiques non-diffractives

Les hypothèses 1) et 2) permettent d'écrire une règle de somme d'énergie finie (FESR). Rappelons-en rapidement le principe. [par exemple, Schmid 69]. Pour fixer les idées prenons l'amplitude $A(v, t)$ de la réaction

$$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n.$$

D'après 1) pour t fixé, elle est analytique dans le plan complexe $v = \frac{s-u}{4m_N^2}$ coupé à droite et à gauche. Le bord inférieur de la coupure de gauche décrit la réaction croisée $s-u$



L'hypothèse 2) permet d'écrire que la différence entre l'amplitude totale A et l'amplitude de Regge R s'annule à énergie infinie:

$$(A-R) = \left[A(v, t) - \sum_{i \neq \pm} \beta_i^{\pm} (\pm 1 + e^{-i\alpha_i^{\pm}(t)}) v^{\alpha_i^{\pm}(t)} \right] \xrightarrow{|v| \rightarrow \infty} 0$$

plus vite que $\left(\frac{1}{v}\right)^{\lambda}$ $\lambda > 1$

$\left(\alpha_i^{\pm} \quad \beta_i^{\pm} \right)$ sont respectivement les trajectoires et les résidus des pôles de Regge i de signature $+$ ou $-$.

La signature $+$ ne contribue qu'à la composante symétrique:

$$A^+(v, t) = \frac{1}{2} [A(v, t) + A(-v, t)]$$

et la signature $-$ qu'à la composante antisymétrique :

$$A^-(v, t) = \frac{1}{2} [A(v, t) - A(-v, t)].$$

Les fonctions $A^{\pm} R^{\pm}$ sont analytiques pour t , négatif dans le plan coupé et décroissent à l'infini plus vite que $\frac{1}{v}$. On peut donc écrire une relation de superconvergence (utilisation du théorème de Cauchy)

$$\int_0^{\infty} \text{Im} (A^{\pm} - R^{\pm}) dv = 0$$

ou

$$\begin{aligned} \frac{1}{N} \int_0^N \text{Im} (A^{\pm} - R^{\pm}) dv &= -\frac{1}{N} \int_N^{\infty} \text{Im} (A^{\pm} - R^{\pm}) dv \\ &= \varepsilon^{\pm}(N, t) \end{aligned}$$

ou encore

$$\frac{1}{N} \int_0^N \text{Im} A^{\pm}(v, t) dv = \sum_i \frac{\beta_i^{\pm} \sin \alpha_i^{\pm} N^{\alpha_i^{\pm}}}{\alpha_i^{\pm} + 1} + \varepsilon^{\pm}(N, t)$$

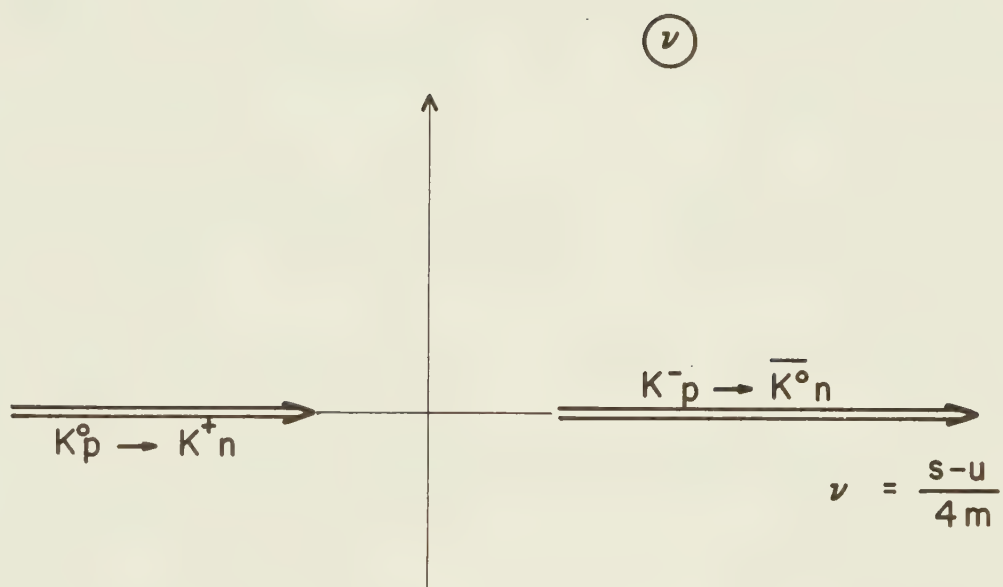


Fig. 2

où $\varepsilon^{\pm}(N, t)$ peut être, en prenant N assez grand, rendu arbitrairement petit ($\varepsilon^{\pm}(N, t) \sim v^{-\lambda}$ $\lambda > 1$). Si l'on g  glige ε , on obtient une règle de somme d'énergie finie. Cela n'est pas nécessaire pour notre propos.

Utilisons maintenant l'hypothèse 3).

Notons

$$\text{Im } A^+ (v, t) = \text{Im } A (K^-_p \rightarrow \overline{K^0_n}) - \text{Im } A (K^0_p \rightarrow K^+_n)$$

$$\text{Im } A^- (v, t) = \text{Im } A (K^-_p \rightarrow \overline{K^0_n}) + \text{Im } A (K^0_p \rightarrow K^+_n).$$

En l'absence de partie imaginaire pour les amplitudes exotiques non-diffractives, $\text{Im } A (K^0_p \rightarrow K^+_n)$ est nulle et

$$\text{Im } A^+ = \text{Im } A^-$$

soit

$$\sum_i \frac{\beta_i^+ \sin \pi \alpha_i^+ N^{\alpha_i^+}}{\alpha_i^+ + 1} = \sum_j \frac{\beta_j^- \sin \pi \alpha_j^- N^{\alpha_j^-}}{\alpha_j^- + 1} + \varepsilon(N, t)$$

$$(\varepsilon(N, t) = \varepsilon^+ - \varepsilon^-)$$

qui impose la dégénérescence par paire des pôles couplés

$$\alpha_i^+ (t) = \alpha_i^- (t)$$

$$\beta_i^+ (t) = \beta_i^- (t)$$

pour $\alpha^{\pm} > -\lambda$.

Cette courte démonstration appelle trois remarques :

i) Si les deux canaux s et u étaient exotiques non-diffractifs, nos hypothèses imposent le découplage des pôles de Regge. Nous rencontrerons dans la quatrième partie de tels exemples.

ii) Il est nécessaire de préciser que l'on considère seulement les parties imaginaires non-diffractives : manifestement, $K^+p \rightarrow K^+p$ aura une importante contribution de diffraction purement imaginaire ("shadow scattering") [Harari 68]. Si l'on n'exclut pas ainsi le "Poméron", on arrive à des propositions absurdes comme la dégénérescence du ρ et du Poméron! [Freund 68].

iii) Il convient de noter que ces considérations sont moins entachées d'ambiguités que les autres applications de la dualité [Lichtenberger et al.69]. En particulier :

- Il n'y a pas d'ambiguïté sur la notion de résonance. Nous avons soigneusement évité de parler de saturation de $\text{Im } A$ par les résonances. (Bien que l'absence de partie imaginaire dans les canaux exotiques ne soient théoriquement attrayante que dans l'hypothèse de saturation par les résonances et de l'absence de résonances exotiques prédite par le modèle des quarks).

- Il n'y a pas d'ambiguïté dans le choix de N ; nous ne parlerons pas de dualité "globale", "semi-locale" ou "locale". Puisque ϵ décroît à l'infini assez vite; par hypothèse ce premier ordre est exact pour les trajectoires les plus hautes.

- La seule véritable ambiguïté est de savoir ce que l'on appelle la partie diffractive. Cela n'intervient pas, remarquons-le, au niveau des déductions théoriques, mais au niveau de la comparaison expérimentale: quel Poméron ajouter ?

En fait on peut considérer qu'il s'agit là d'un problème "du second ordre" (bien que le Poméron soit dominant à haute énergie) : le Poméron serait construit par l'effet d'ombre de toutes les réactions ayant lieu.

1.2 Les conséquences de la dégénérescence d'échange pour le modèle de Regge

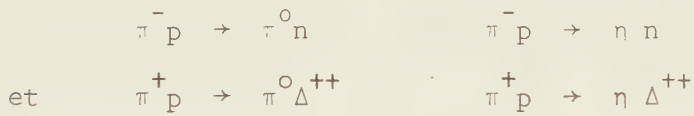
L'attrait de la dégénérescence d'échange est de fixer beaucoup des paramètres arbitraires de la théorie de Regge.

Nous en rappelons rapidement les conséquences :

1.2.1 Contraintes sur les trajectoires

Les trajectoires de signature opposée doivent être confondues deux à deux. Cela fixe en particulier la pente si l'on suppose la courbure des trajectoires négligeable.

i) La figure 3 donne les trajectoires effectives du ρ et du A_2 dans 2 types de réactions



(d'après [Spiro - Derem 70]).

En première approximation, ces trajectoires effectives sont dégénérées. Cependant, les déviations dépendant de la réaction considérée montrent que d'autres effets doivent être présents.

ii) La dégénérescence des trajectoires impose l'égalité des sections efficaces croisées $s - u$

$$a + b \rightarrow c + d$$

$$\bar{c} - b \rightarrow \bar{a} + d$$

Ceci se voit de la façon suivante. Les amplitudes de signature + et - sont respectivement

$$\beta_+ (1 + e^{-i\pi\alpha}) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha = 2\beta_+ e^{\frac{-i\pi\alpha}{2}} \cos \frac{\pi\alpha}{2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha$$

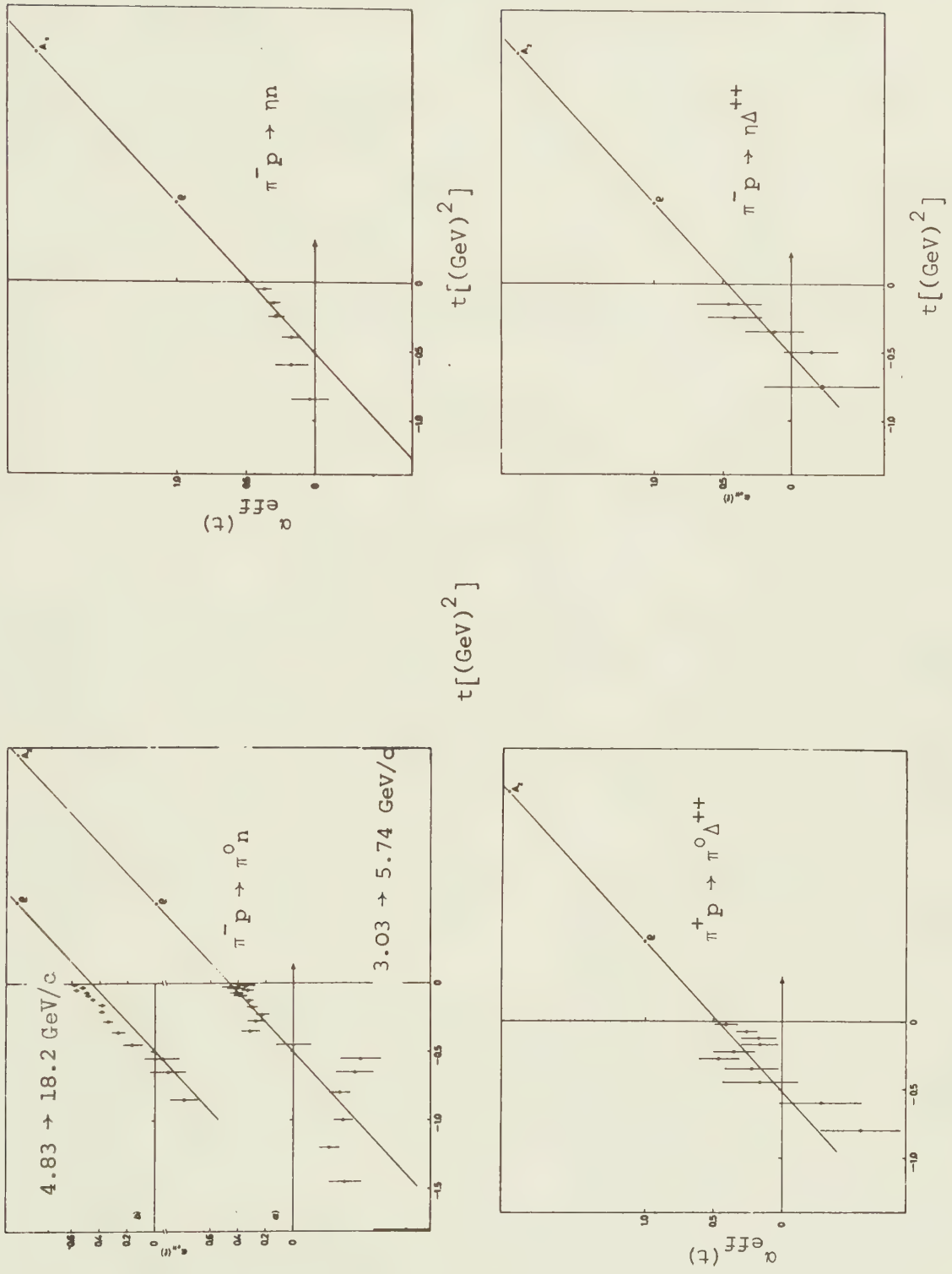


Fig. 3

et

$$\varepsilon \beta_- (1 - e^{-i\pi\alpha}) \left(\frac{s}{s_0}\right)^\alpha = 2i \varepsilon \beta_- e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} \sin \frac{\pi\alpha}{2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^\alpha$$

$$\varepsilon = +1 \text{ pour } a + b \rightarrow c + d$$

$$\varepsilon = -1 \text{ pour } \bar{c} + b \rightarrow \bar{a} + d .$$

Elles sont en quadrature de phase : il en résulte

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{a+b \rightarrow c+d} = \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\bar{c}+b \rightarrow \bar{a}+d} .$$

La figure 4 résume la situation expérimentale pour

$$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n \quad \text{et} \quad K^+ n \rightarrow K^0 p .$$

Une telle prédiction semble donc assez bien vérifiée.

Ce test n'a cependant pas toute sa signification apparente [A. Martin 70 communication privée] . En effet, des théorèmes généraux fondés sur des hypothèses faibles sur les propriétés analytiques des amplitudes prédisent l'égalité asymptotique des sections efficaces de n'importe quelles réactions croisées (théorèmes à la Pomeranchuk [Logunov et al.]).

Ce qui reste significatif, est la rapidité de convergence qui ne peut être due qu'à une forte cassure de la dégénérescence d'échange ou à une dégénérescence assez exacte.

La première possibilité où l'une des trajectoires devient dominante, est à exclure du fait de la proximité des trajectoires effectives notées plus haut et de l'égalité approximative des résidus (voir ci-dessous).

Dans la seconde hypothèse

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1 - \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1} = \frac{2 \beta_+ \beta_- \sin \frac{\pi\alpha_-}{2} \cos \frac{\pi\alpha_+}{2} \sin \frac{\pi(\alpha_+ - \alpha_-)}{2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_+ + \alpha_-}}{\beta_-^2 \sin^2 \frac{\pi\alpha_-}{2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_-} + \beta_+^2 \cos^2 \frac{\pi\alpha_+}{2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_+}}$$

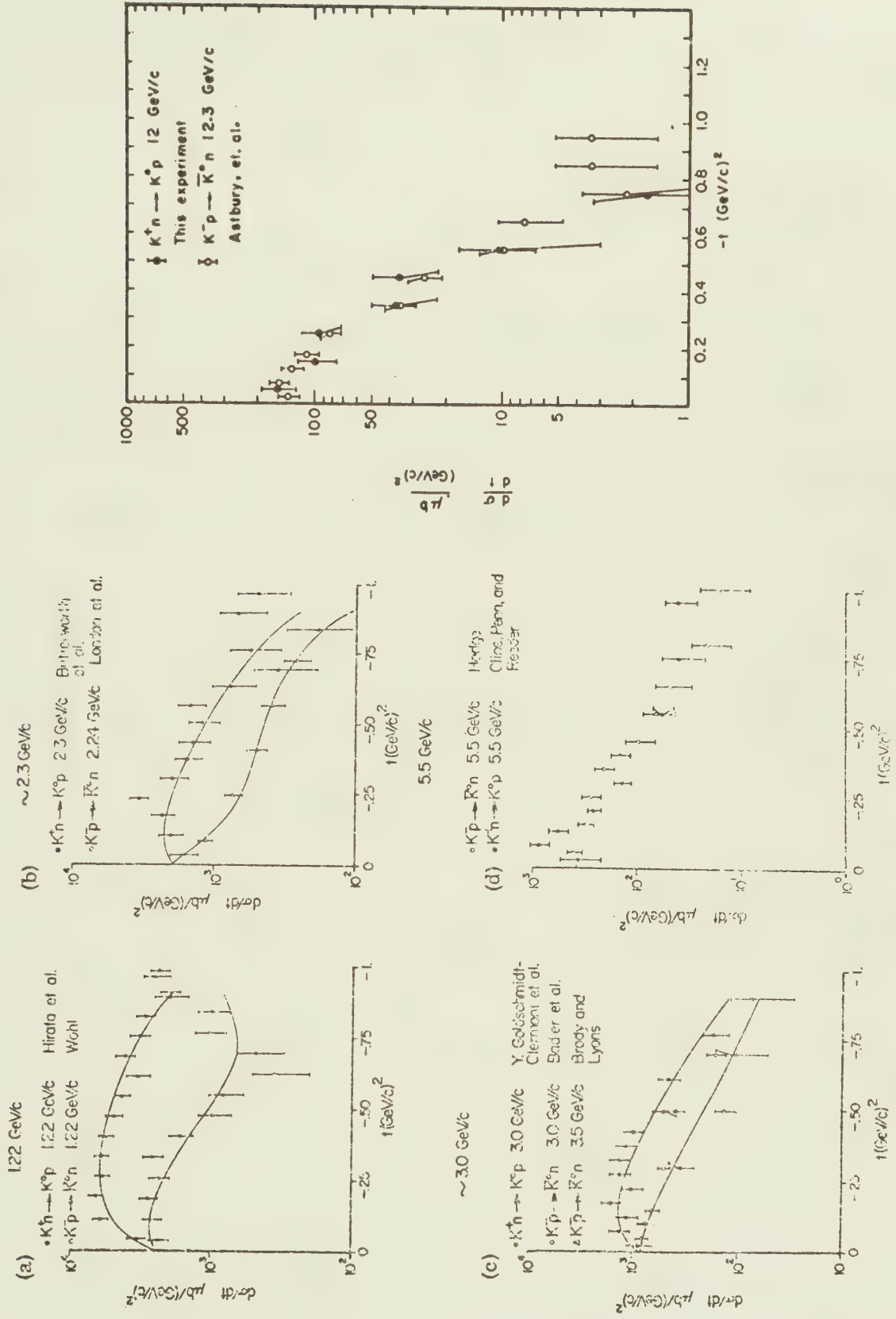


Fig. 4

$$\approx \frac{\pi}{2} (\alpha_+ - \alpha_-) \left(1 - \frac{\beta_-^2 - \beta_+^2}{\beta_- - \beta_+} (\alpha_+ - \alpha_-) \log \frac{s}{s_0} \right)$$

dans le cas où $\beta_+ \approx \beta_-$
 $\alpha_+ \approx \alpha_- = .5$.

On s'attend donc à une faible variation avec l'énergie de cette différence, ce qui n'est pas le cas au-dessous de 5.5 GeV/c. Il convient de noter cependant qu'à 5.5 GeV/c et 12 GeV/c, si les données sont compatibles avec $\alpha_+ - \alpha_- = 0$, l'erreur sur la détermination de cette différence est de .2 vers l'avant (la précision des données expérimentales est de l'ordre de 30 %). Seules des mesures plus précises seraient significatives. De plus, en cas de cassure de la dégénérescence des trajectoires, la différences entre les sections efficaces différentielles doivent s'annuler pour $\alpha_{\pm} = 0$.

De tels tests sont moins bien vérifiés pour les réactions d'échange d'hypercharge que nous étudierons au chapitre suivant.

1.2.2 Contraintes sur les résidus

La deuxième contrainte imposée par la dégénérescence d'échange est l'égalité des résidus.

Ceci à les conséquences suivantes :

- i) suppression des polarisations dans les réactions où deux trajectoires dégénérées sont échangées. Ainsi, la réaction $K^- p \rightarrow K^0 n$ qui va être étudiée expérimentalement au CERN dans l'année qui vient (Collaboration CERN - ETH - Saclay). Cependant, des effets mineurs de correction peuvent générer des polarisations (comme dans $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$).
- ii) Factorisation des sections efficaces différentielles lorsque deux trajectoires dégénérées sont échangées.

* Au second ordre nous n'avons retenu que les termes en $\log \frac{s}{s_0}$.

$$\frac{\frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow K^0 n)}{\frac{d\sigma}{dt} (K^- n \rightarrow K^0 \Delta^-)} = \frac{\frac{d\sigma}{dt} (K^+ n \rightarrow K^0 p)}{\frac{d\sigma}{dt} (K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++})}$$

où nous avons utilisé la conservation de l'isospin.

A notre connaissance aucune donnée au-dessus de 5 GeV/c existe, qui permette de tester cette prédiction.

iii) fixation des "mécanismes de dip" : c'est la conséquence la plus importante de la dégénérescence d'échange. Considérons par exemple $K^+ n \rightarrow K^0 p$. L'amplitude s'écrit:

$$\beta_+ \left(\frac{-1 - e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi \alpha} \right) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha - \beta_- \left(\frac{1 - e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi \alpha} \right) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha^-}$$

Puisque β_+ est égal à 0 pour $\alpha_+ = 0$ pour éviter un pôle (mécanisme de Gillmann) β_- doit être nul pour $\alpha = 0$ pour toutes les amplitudes de spin (mécanisme de non-compensation). Ceci met fin à de nombreuses spéculations sur les différents mécanismes. En particulier, dans des réactions où l'on échange 2 trajectoires dégénérées, on ne doit pas observer de dip, à moins bien sûr de zéros supplémentaires dans β , zéros en grande partie artificiels.

Une bonne illustration de ce mécanisme a été donnée par Sonderegger [Sonderegger 69]. En supposant de plus SU3, il est facile de prédire que les réactions

$$\begin{aligned} K^- p &\rightarrow K^0 n \\ \pi^- p &\rightarrow \pi^0 n \\ \pi^- p &\rightarrow \eta n \end{aligned}$$

sont dans le rapport $1 : (1 - \cos \pi \alpha) : \frac{1}{3} (1 + \cos \pi \alpha)$.

La figure 5 montre la comparaison avec les données expérimentales à 5.9 GeV/c. Bien entendu, des mécanismes correctifs (coupures) viennent remplir le trou prédit à $\alpha = 0$ pour la 2^0 réaction.

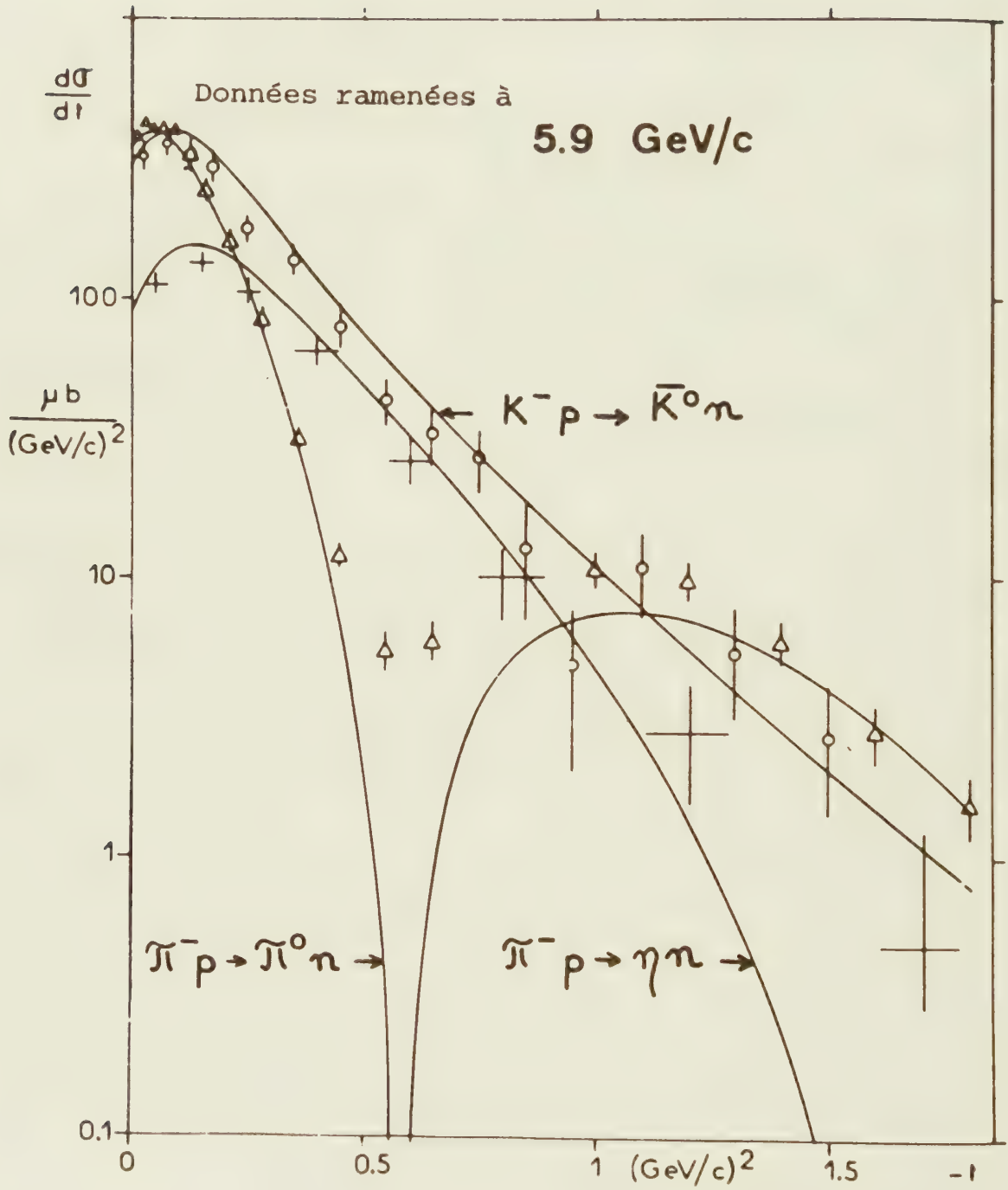


Fig. 5

Malheureusement les données expérimentales ne sont pas toujours en aussi bon accord. Ainsi,

$\pi^- p \rightarrow \omega n$ ou $\pi^- p \rightarrow \omega \Delta$ ne présentent pas les dips prévus.

1.2.3 Le rôle spécial du Poméron

Faire jouer un rôle spécial au Poméron est assez naturel dans toute approche où on le considère comme la diffraction générée par l'ensemble des canaux ouverts. Mais il est difficile d'appuyer cette hypothèse sur des constatations expérimentales précises. Deux types d'arguments peuvent être employés :

- i) En séparant suivant les nombres quantiques de la voie t les amplitudes obtenues par les analyses en ondes partielles de πN , il semble que seules celles qui correspondent à "l'échange du vide" possèdent un fond non-résonant appréciable [Harari et Zarmi 69]. De plus, ce fond semble limité à la composante correspondant à l'absence de retournement d'hélicité dans le canal s [Harari et Zarmi 70]. Cette propriété est en accord avec les idées actuelles sur les propriétés diffractives [Gilman et al. 70]. Ces tests sont résumés dans la figure 6.
- ii) Les propriétés des sections efficaces totales [Harari 68] et des sections efficaces différentielles et polarisation élastique [Sonderegger 69] sont décrites de façon qualitative.

1.2.4 Dépendance en t

A part le mécanisme de dip, la dépendance en t n'est pas précisée par la dégénérescence d'échange. Ceci tient au fait que rien dans la théorie ne précise la "taille" des objets en collision. Nous étudierons ce problème au chapitre suivant.

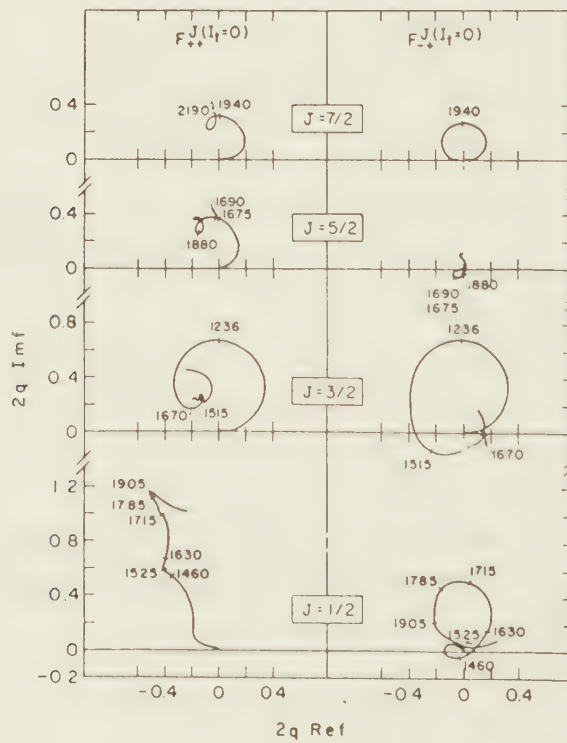
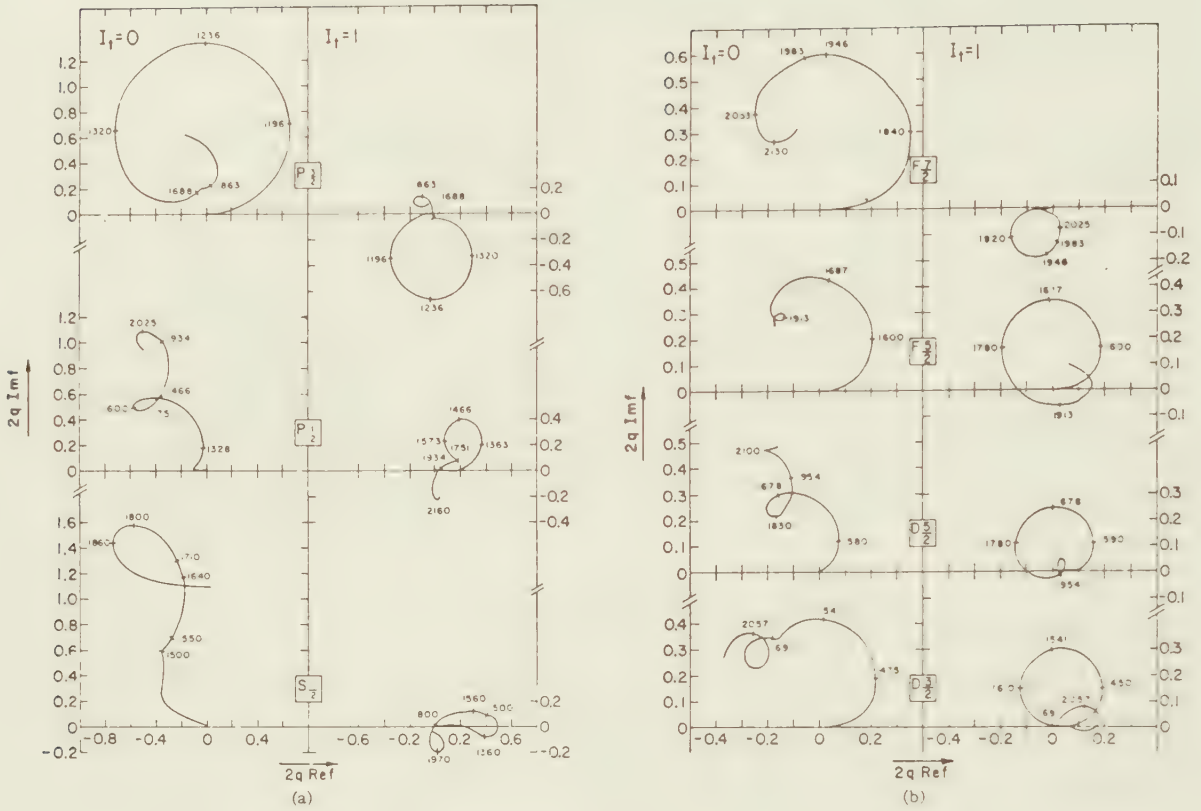


Fig. 6

1.3 Nature approchée de la dégénérescence d'échange

La dégénérescence d'échange ne peut être considérée que comme une théorie approchée; ou mieux un premier ordre qu'il faudra corriger. La nécessité expérimentale de ces corrections que nous avons notées dans le dernier paragraphe montre bien la puissance des hypothèses faites. Les questions qui se posent alors sont l'origine et l'ampleur des corrections nécessaires.

Examinons les hypothèses de la dégénérescence d'échange (par. 1.1).

Du point 1), personne n'est prêt à douter sérieusement.

Il est généralement reconnu que l'hypothèse 2) est approximative et que des coupures viennent modifier le comportement à la Regge sans qu'un accord soit acquis sur la façon de calculer leur contribution (voir chapitre suivant).

L'hypothèse 3) est de loin la moins testée : elle ne repose que sur l'hypothèse de saturation de l'amplitude de réaction par les résonances et l'apparente absence de résonances exotiques.

Ces deux hypothèses n'étant probablement pas exactes, se pose la question de la sensibilité aux déviations des résultats obtenus. En d'autres termes, que veut dire un rapport donné de la partie imaginaire à la partie réelle en termes de cassure de la dégénérescence des résidus et des trajectoires ?

1.3.1 Sensibilité à une composante imaginaire

Considérons le cas simple d'une réaction non-diffractive exotique où deux trajectoires dégénérées, de signature opposée sont échangées. Introduisons une petite perturbation à la dégénérescence d'échange (contribution de résonance exotiques, coupures etc.). Ceci conduit à déplacer les trajectoires d'une quantité $\pm d\alpha(t)$ et les résidus de $\pm d\beta(t)$.

A t donné, supposons que dans une région d'énergie $[v_1, v_2]$ le rapport de la partie imaginaire de la perturbation à la partie réelle de l'amplitude puisse être majorée en valeur absolue par η :

$$\left| \frac{\beta_i^+ \sin \pi \alpha_i^+ \left(\frac{v}{v_0}\right)^{\alpha_i^+} - \beta_i^- \sin \pi \alpha_i^- \left(\frac{v}{v_0}\right)^{\alpha_i^-}}{2 \beta \left(\frac{v}{v_0}\right)^{\alpha_i}} \right| < \eta$$

ou

$$-\eta < \sin \pi \alpha \left[\frac{d\beta}{\beta} + d\alpha \left(\pi \cotg \pi \alpha + \log \frac{v}{v_0} \right) \right] < \eta$$

$v \in (v_1, v_2)$

Ceci détermine dans le plan $d\alpha, \frac{d\beta}{\beta}$ un parallélogramme (fig. 7)

et

$$|d\alpha| < \frac{2\eta}{|\sin \pi \alpha|} \frac{1}{\log \frac{v_2}{v_1}} \xrightarrow{v_2 \rightarrow \infty} 0$$

$$\left| \frac{d\beta}{\beta} \right| < \frac{2\eta}{|\sin \pi \alpha|} \frac{\left[\pi \cotg \pi \alpha + \frac{1}{2} \left(\log \frac{v_1}{v_0} + \log \frac{v_2}{v_0} \right) \right]}{\log \frac{v_2}{v_1}}$$

$\xrightarrow{v_2 \rightarrow \infty} \eta$

Afin d'avoir un ordre de grandeur des effets, on peut prendre comme exemple

$$\eta = 5 \% \quad \text{de 3 à 15 GeV/c} \quad \frac{v_1}{v_2} = 5$$

$\sin \pi \alpha \approx 1$ (ceci est le cas des trajectoires principales de parité naturelle près de $t = 0$)

$$|d\alpha| < .06$$

$$\left| \frac{d\beta}{\beta} \right| < .1 \times \frac{1}{2} \frac{(1.8 + 3.4)}{1.6} = .17$$

avec le choix standard $v_0 = .5 \text{ GeV}^2$,

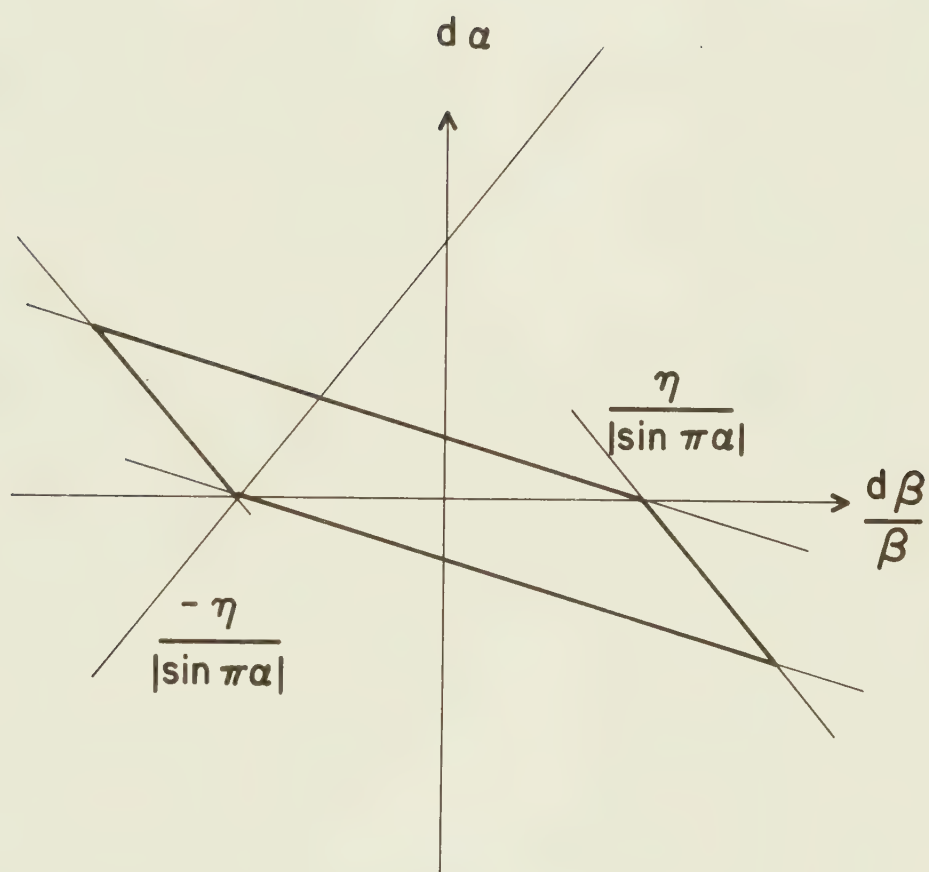


Fig. 7

On voit sur un tel exemple que la perturbation est d'autant plus petite que

- la région $[v_1 \ v_2]$ est plus grande
- $|\sin \pi \alpha|$ est plus proche de 1.

La sensibilité à la présence d'une partie imaginaire s'accroît fortement (en particulier pour le résidu) si $\sin \pi \alpha$ s'approche de zéro (l'amplitude étant de toute façon presque réelle, il faut une très forte cassure pour créer une partie imaginaire). Ceci est le cas de la région des "dips" reliés aux zéros des trajectoires de parité naturelle où l'on peut donc s'attendre à des violations importantes de la dégénérescence d'échange.

Ceci est le cas aussi des trajectoires non-naturelles près de $t = 0$. A cette raison s'ajoute le fait qu'à haute énergie leur contribution est généralement faible (à cause de leur décroissance avec l'énergie) et donc d'autant plus sensible à une petite perturbation. Il n'y a donc aucune raison de supposer la dégénérescence d'échange pour les trajectoires de parité non-naturelle : effectivement elle ne paraît pas très bien vérifiée dans la nature [Dass et al. 70].

1.3.2 Domaine attendu de validité des hypothèses

Dans quel domaine peut-on attendre que les hypothèses de la dégénérescence d'échange soient valables ?

A basse énergie, il est fort possible que des résonances exotiques soient présentes (p n a même un état lié!). D'autre part, à haute énergie, les coupures peuvent devenir importantes. On s'attend donc à ce que la partie imaginaire des amplitudes exotiques soit négligeable, au mieux, dans une région finie d'énergie. Pour avancer dans la discussion, il nous faut distinguer entre les différentes régions de t .

A) $t \approx 0$

Il est possible de calculer un ordre de grandeur de contribution des coupures à la partie imaginaire de l'amplitude à l'aide des modèles d'absorption actuels.

Prenons une amplitude de Regge réelle (2 Regge pôles dégénérés).
Pour simplifier supposons-la de non-retournement d'hélicité.

$$R = \beta e^{at}$$

et absorbons-la par une amplitude de diffraction

$$\mathcal{G} = ic e^{bt} e^{-i\frac{\pi}{2}} \alpha'_p t$$

(α'_p est la pente de la trajectoire de la singularité Poméron).

L'amplitude finale est alors donnée approximativement par

$$\beta \left[e^{at} - \lambda \frac{c}{(a+b)} \left(1 + \frac{i\pi}{2} \frac{\alpha'_p}{a+b} \right) e^{\frac{ab}{a+b} t} \right]$$

où λ est un coefficient de l'ordre de 1 à 2 qui fixe la force de l'absorption.

Typiquement (Kp elastic scattering) $a = b = 3$

$$\alpha'_p \approx .5 \text{ GeV}^{-2}$$

$$\frac{c}{(a+b)} \approx .2 \text{ autour de } 5 \text{ GeV}$$

et pour $t = 0$

$$\lambda = 1 \quad \Rightarrow \quad \frac{\text{Im } f}{\text{Re } f} = 3.5 \%$$

$$\lambda = 2 \quad \Rightarrow \quad \frac{\text{Im } f}{\text{Re } f} = 9.5 \% .$$

Ce calcul grossier montre que des parties imaginaires de 5 à 10 % à $t = 0$ peuvent facilement être attribuées à des effets d'absorption et ne sont donc pas très dangereux pour la théorie de dégénérescence d'échange.

De plus, le rapport de la coupure au pôle à $t = 0$ décroît en $\frac{1}{\log s}$.

B) $t < 0$

A t négatif, les effets des coupures deviennent plus importantes et sont différents pour les amplitudes de retournement et de non-retournement d'hélicité, conduisant à l'apparition de polarisation dont la présence peut donc difficilement être utilisée comme preuve de l'échec de la dégénérescence d'échange.

A ceci, il faut ajouter la dépendance en énergie des coupures; elles sont asymptotiquement dominantes et donc limitent par le haut le domaine où les parties imaginaires sont négligeables.

Donc, la dégénérescence d'échange n'est probablement valide que pour une faible région en t (t légèrement négatif ou nul) et la possibilité d'utiliser la dégénérescence d'échange dépend essentiellement de notre capacité à extrapoler les trajectoires et les résidus.

C'est là qu'intervient le "miracle" de la description en pôle de Regge. Les trajectoires semblent approximativement linéaires en s et les résidus^(*) semblent varier lentement. Ceci est illustré par un exemple emprunté au scattering vers l'arrière (fig. 8, a,b,). On peut donc chercher à extrapoler les résidus en gardant les prescriptions de la dégénérescence d'échange.

Les canaux où le retournement d'hélicité dans la voie s est dominant et où, en conséquence, l'absorption semble faible, sont effectivement en accord qualitatif avec une extrapolation conforme à la dégénérescence d'échange (voir plus haut l'exemple des échanges de charge).

Cependant, dans les réactions où les coupures sont importantes, il peut y avoir "interaction" entre les coupures et le pôle et cette extrapolation peut être fausse (voir chapitre suivant, les pôles complexes).

(*) Ceci dépend fortement des modèles.

DEGENERESCENCE D'ECHANGE

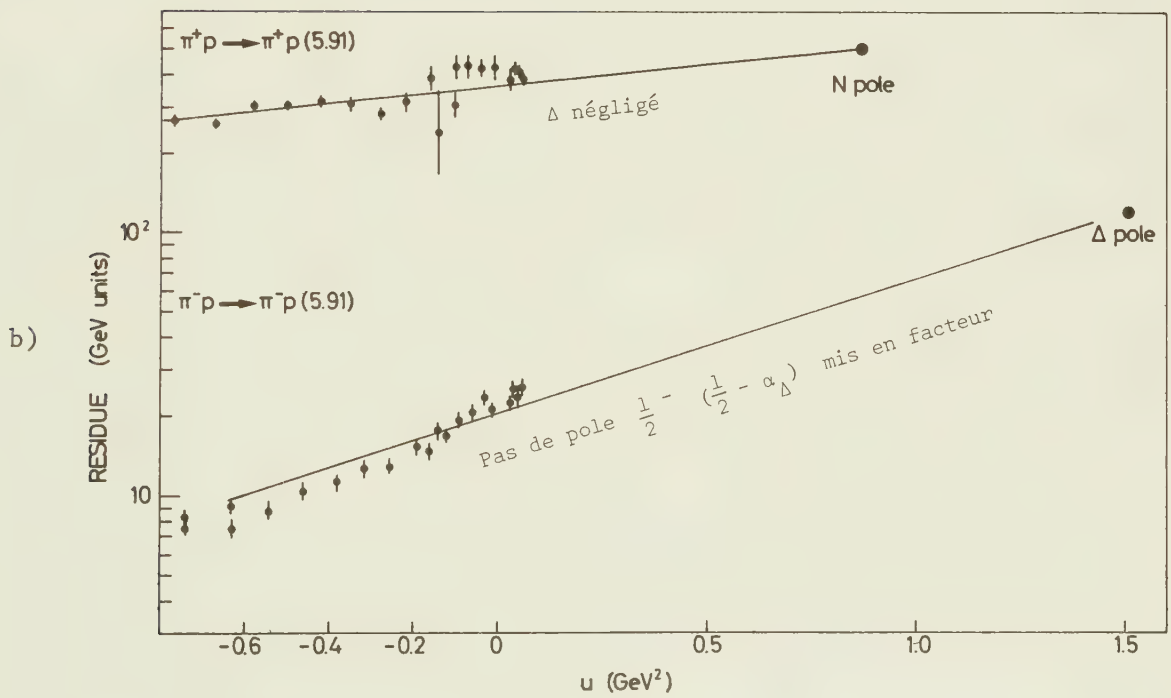
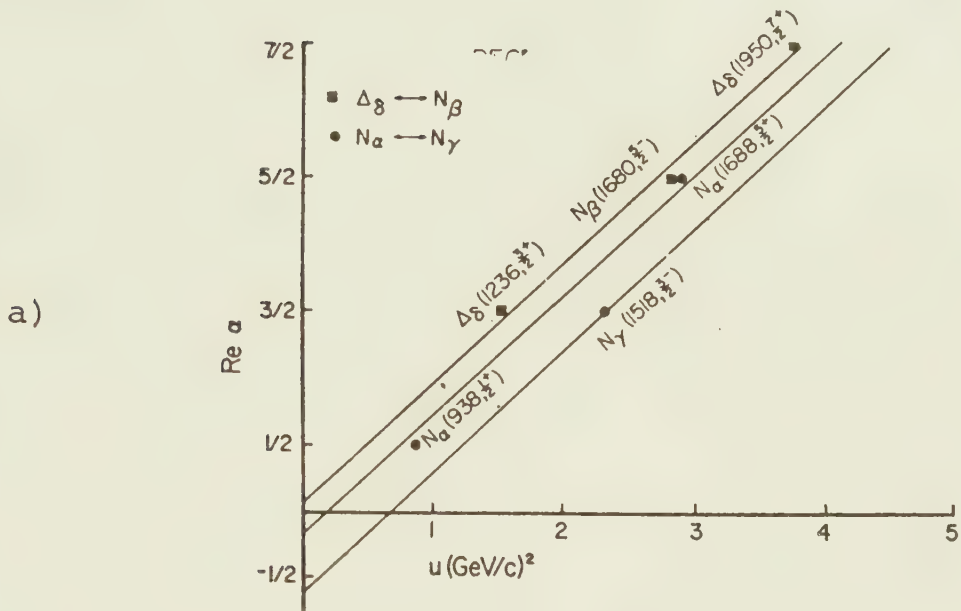


Fig. 8

C) A t > 0

Au dessus du seuil de la voie t, les trajectoires de Regge prennent une composante imaginaire qui complique les équations de dégénérescence d'échange et nos conclusions ne sont plus valables.

Dans le cas où les parties imaginaires sont faibles, les conséquences de la dégénérescence d'échange ne sont probablement pas trop mauvaises. Cela vient du fait que l'extrapolation vers t > 0 privilégie les ondes supérieures [Schmid 68] et supprime donc les effets des exotiques bas. En effet, la contribution d'une onde l est proportionnelle à

$$(2l + 1) P_l (\cos \theta_s) \propto 2l (\cos \theta_s)^l$$

et lorsque $t \rightarrow +\infty$ $\cos \theta_s \rightarrow +\infty$

1.3.3 Conclusion

Nous avons cherché à évaluer la sensibilité aux hypothèses des conséquences de la dégénérescence d'échange. En particulier, nous avons vu qu'à priori la dégénérescence d'échange pouvait être une bonne approximation pour les trajectoires élevées à t voisin de zéro.

Ceci, à condition que les amplitudes non-diffractives à nombres quantiques exotiques dans le canal direct aient des parties imaginaires inférieures à 10%. Toute partie imaginaire beaucoup plus importante compromet les chances de succès du schéma perturbatif suggéré.

2. MESURE EXPERIMENTALE DE LA COMPOSANTE IMAGINAIRE DES AMPLITUDES EXOTIQUES

2.1 Mesure directe de la partie imaginaire des amplitudes exotiques

Il y a, a priori, 2 méthodes pour mesurer directement la partie imaginaire des amplitudes. A basse énergie on peut recourir à l'analyse en ondes partielles, à haute énergie au théorème optique.

2.1.1. Analyses en ondes partielles

Malheureusement, à notre connaissance, il n'existe pas d'analyse en ondes partielles dans la région d'impulsion incidente du GeV/c de canaux non diffractifs et à nombres quantiques (dans la voie s) exotiques. Les candidats pour une telle analyse seraient :

- a) $K^+_n \rightarrow K^0_p$ ou l'analyse simultanée $K^+_p \rightarrow K^+_p$ $K^+_n \rightarrow K^+_n$
 $p\ n \rightarrow np$ $pp \rightarrow pp$ $pn \rightarrow pn$
- b) $K^0_p \rightarrow K^+_n$
 $np \rightarrow p\ n$
- c) $K^+_p \rightarrow K^0\ N^{*++}$ et $K^{*++}\ n$
 $p\ p \rightarrow n\ N^{*++}$.

Les réactions a) sur neutrons ne se prêtent pas à la mesure des polarisations*) et sont victimes des ambiguïtés habituelles au deutérium (calcul des effets d'écran). Les réactions b) sont difficiles à mesurer (difficulté de normalisation pour $\frac{d\sigma}{dt}$, difficulté d'isolation du pic hydrogène sur cible polarisée). Les réactions c) enfin ne se prêtent pas à notre propos puisque l'on ne peut fixer la phase absolue des amplitudes par le théorème optique : la détection de parties imaginaires ne peut se faire qu'indirectement; par exemple, par la mise en évidence d'une résonance dans l'une des ondes partielles. Les indications du canal KN^* sont cependant vitales car elles donnent des limites inférieures aux inélasticités dans chacune des ondes partielles.

*) Sauf par double scattering [Hirata et al.] , [A. Ray et al.]

Les seules analyses en ondes partielles utiles à notre propos sont faites sur le canal

$$K^+_p \rightarrow K^+_p$$

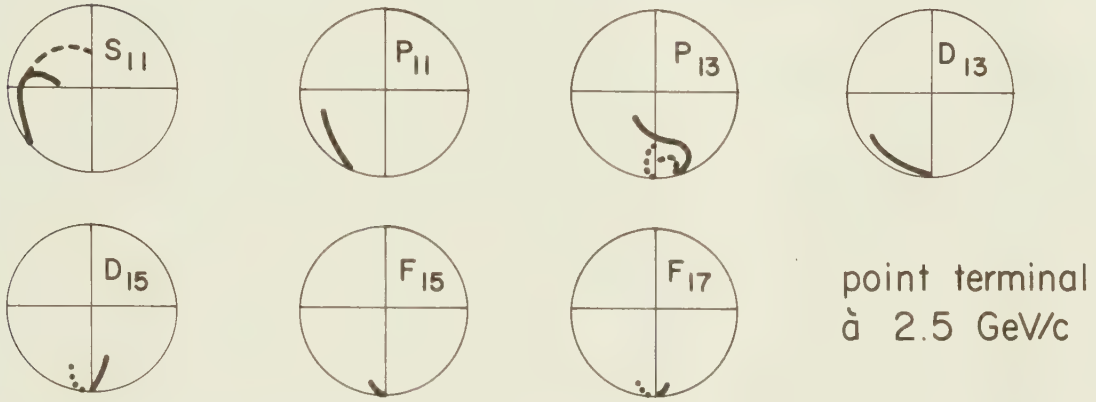
dont l'interprétation est compliquée par la présence du Poméron. Les tentatives les plus récentes sont résumées dans la table I.

En parcourant ces analyses, qui sont bien entendu sujettes aux ambiguïtés classiques des analyses en déphasages, il semble bien que l'on arrive à un accord qualitatif sur une solution caractérisée par une onde S répulsive et une onde P_{13} attractive (schématisé comme solution I sur la figure 9) sans que l'on puisse totalement exclure une solution (dite II) avec onde S faiblement attractive. La solution I admet de nombreuses variantes. Elle diffèrent en particulier dans la forme détaillée de l'onde P_{13} et dans l'inélasticité de D_{15} , qui dans beaucoup de solutions semble déraisonnable si on la compare à l'analyse de [Bland et al. 1970] du canal KN^* . Lovelace et al. fournissent une liste des données expérimentales nécessaires à leur séparation. [Lovelace-Wagner 1970 (2)] en particulier, une mesure de polarisation à 1.12 GeV/c qui devrait décider de la forme exacte de P_{13} .

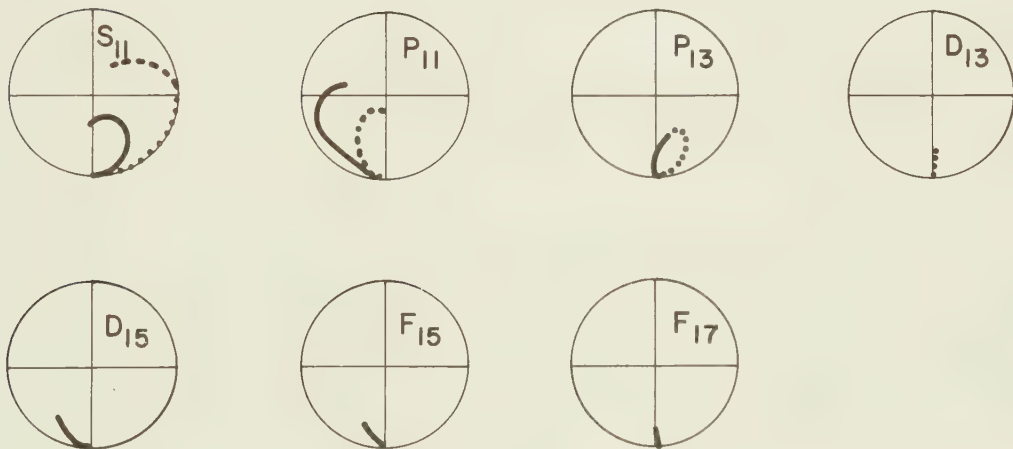
Il est donc encore trop tôt pour répondre sérieusement à la question qui nous occupe : quel est le comportement de la composante imaginaire de la partie non-diffractive ?. En plus du problème de l'analyse en déphasage elle-même, il reste le problème de la séparation du Poméron. Deux méthodes peuvent être utilisées :

i) Isoler le Poméron grâce à ses propriétés spécifiques; il est, par exemple, naturel de regarder les parties imaginaires dans la direction vers l'arrière. Comme il s'agit de compensations entre amplitudes, un tel test est très sensible aux incertitudes sur les amplitudes et, est actuellement de peu de secours. A titre d'exemple nous reproduisons (fig. 10a) les parties imaginaires prédites par

Resumé schematique des analyses de K^+p



Sol.I onde S répulsive — [Anderson] [Ayed al Sol.I] — [Lovelace]



Sol.II onde S attractive [Carreras-al] [Ayed-al Sol.II]

ne vérifie pas les
relations de dispersion

Fig. 9

TABLE I
Analyses en ondes partielles $K^+p \rightarrow K^+p$

Auteurs	Technique	Région	Résultats	Critiques
[Kato et al 1970]	Hautes ondes données par Regge. [Blackmon-Golstein]		Résonances avec très grandes élasticités	Ont oublié échange du Λ [Lovelace et al 1970]
[Anderson et al. 1969] [Albrow et al. 1971]	Comparaison avec Regge faite par [Daum et al]	$\rightarrow 1.455$ GeV/c $\rightarrow 2.55$ GeV/c	Favorise une solution qui présente dans l'onde P_{13} des caractéristiques de résonance	Difficultés avec l'élasticité de P_{13} et de D_{15} (comparaison avec KN^*)
[Carreras - Donnachie 1970]	Valeurs données par Regge comme point de départ [Dass et al 68]		Onde S attractive	-Utilise Regge pour les basses ondes partielles -Ondes S attractive en désaccord avec les relations de dispersion [Lea et al 1970] [Ayed et al] [Goldhaber 1970]
[Ayed et al 1970]	-Analyse indépendante d'énergie -Utilisation des parties réelles obtenues par relation de dispersion	$\rightarrow 2.5$ GeV/c	2 solutions: -Onde S attractive -Onde S répulsive; pas de nécessité de résonances	
[Lovelace - Wagner 1970]	Hautes ondes données par formule de Veneziano	$\rightarrow 1.9$ GeV/c	3 solutions une avec résonance dans P_{13} mais peu probable Onde S répulsive	

Lovelace-Wagner vers l'arrière à une impulsion de 1540 MeV/c pour 4 solutions, toutes de notre type I. Leur solution préférée est I A d'après son raccordement avec leur modèle de Regge incluant la dégénérescence d'échange et, ce n'est pas par hasard qu'elle se rapproche le plus de l'absence de partie imaginaire.

De même, il semble probable que le Poméron ne contribue pas à l'amplitude A ([Barger-Phillips 1968], [Gilman et al. 1970]). Encore une fois la solution I A de Lovelace semble en accord avec cette supposition (Fig. 10b). Cependant, ceci dépend de façon critique du traitement des ondes hautes [Lovelace-Wagner 1970] comme le montrent les travaux de [Daum et al.] et de [Meyers-Salin 1970] qui avec une onde D_{15} différente prédisent une structure en hélicité différente.

ii) Essayer de mettre en évidence des résonances.

Avec les incertitudes actuelles de l'analyse en ondes partielles, il n'y a pas de preuve de l'existence de résonances. Toutes les analyses trouvent dans l'hypothèse d'une résonance les paramètres suivants :

$$\begin{aligned} \text{onde : } & P_{13} \\ M = & 1900 \pm 50 \text{ MeV} \\ \Gamma = & 190 \rightarrow 500 \text{ MeV} \\ x \approx & .15 \end{aligned}$$

Seul Kato et al. trouvent des inélasticités supérieures, mais leur analyse peut être fortement critiquée [Lovelace et al. 1970]. Ces solutions ne correspondent pas généralement à des structures manquées dans le diagramme de vitesse (sauf Albrow et al.). Leur interprétation comme état résonnant est donc douteux.

De toute façon, même si les statistiques étaient suffisantes pour mettre en évidence un cercle presque parfait, il est bien connu que l'ouverture de nombreux canaux rendrait peu convaincante l'interprétation d'un tel cercle comme dû à un état résonant. Cutkosky [Cutkosky 1970]

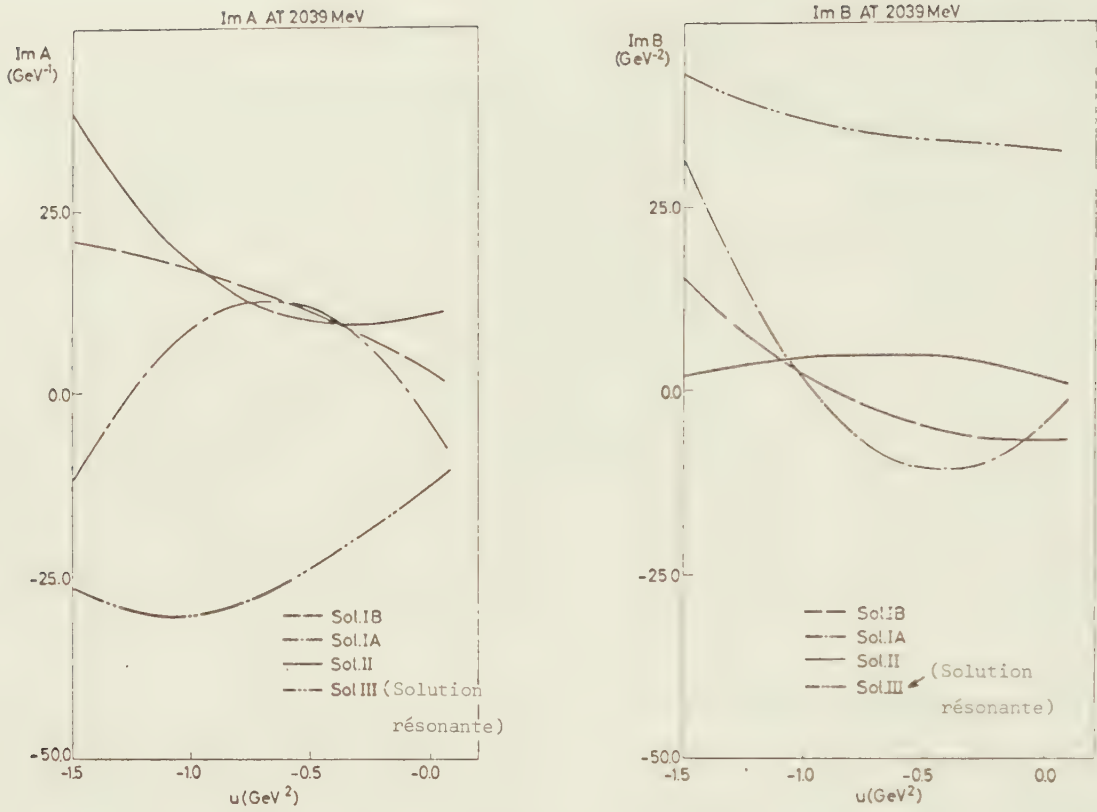


Fig. 10a

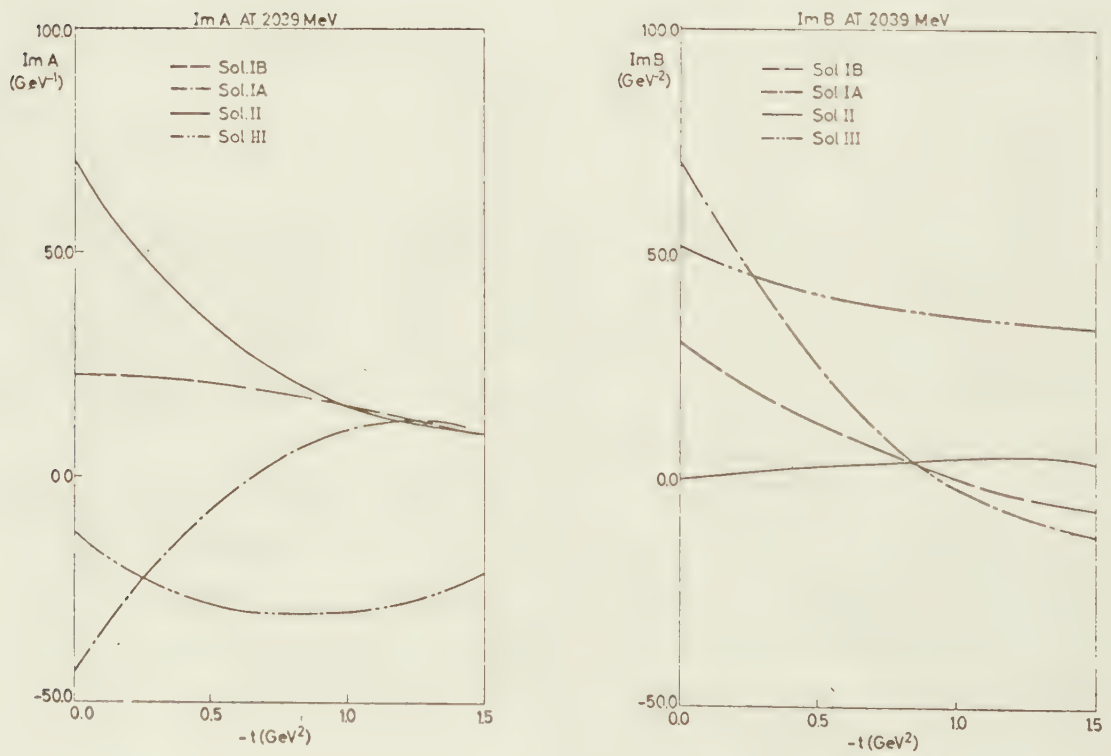


Fig. 10b

a construit pour le cas d'espèce des diagrammes d'Argand fort similaires aux diagrammes obtenus expérimentalement, avec les effets de seuil $K \Delta$ et $K \Delta^*$. La seule caractéristique sûre à laquelle on peut reconnaître une résonance est la propriété de factorisation c'est-à-dire la possibilité d'être produites dans plusieurs réactions et de se désintégrer avec des rapports de branchement indépendants des mécanismes de production. Nous sommes bien sûr loin de tels tests.

Un candidat pour le canal d'isospin 0, d'autre part, a été proposé par [Abrams et al.] et [J.D. Dowell] correspondant à l'épaule (ou la "bosse") observée dans la section efficace totale d'isospin 0 (voir [Goldhaber 1970]) à 1700 MeV avec une largeur de 500 MeV.

Supposons que de telles résonances existent. Quel en est le danger pour la dégénérescence d'échange ?.

Un calcul simple montre que dans le cas le plus défavorable (pas de phase supplémentaire à la phase de Breit-Wigner), la contribution imaginaire à $K^+ n \rightarrow K^0 p$ est donnée par

$$\text{Im } f(0) = \frac{1}{2} \frac{(2J+1)}{k} x \quad \text{à l'énergie de la résonance}$$

(où $\frac{1}{2}$ est le facteur ad hoc d'isospin et x l'élasticité),

alors que

$$|f(0)| = \sqrt{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\cos \theta=1}} \quad \text{à l'énergie de la résonance}$$

$$K^+ n \rightarrow K^0 p$$

$$\text{A } 1.510 \text{ GeV}/c \quad \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\cos \theta} = 378 \text{ mb/st.} \approx 1 \text{ GeV}^{-2}.$$

[Wohl]. Avec $J = \frac{3}{2}$, $x = 15\%$

$$\frac{\text{Im } f(0)}{|f(0)|} = \frac{(2J+1)}{k \sqrt{\frac{d\sigma}{d\Omega}}} = 40 \%$$

La partie imaginaire due à un tel Z_1^* serait importante^{*)}. Pour pouvoir dire quelque chose sur la dégénérescence d'échange il faudrait bien sûr avoir une idée plus complète du spectre afin de connaître la dépendance en énergie. Cependant, il y a de grandes chances pour que la dégénérescence d'échange soit fortement violée si des Z^* aussi périphériques existent. La Figure 11 montre la position qu'aurait un tel Z^* par rapport à la région périphérique sur un diagramme de Chew-Frautschi.

On voit donc qu'à l'heure actuelle on ne peut conclure : l'analyse de Lovelace-Wagner montre qu'une solution compatible avec la dégénérescence d'échange est possible et même naturelle. Cependant les erreurs expérimentales sont encore telles que l'on ne peut exclure la présence de Z^* périphériques qui seraient gênants pour la dégénérescence d'échange.

2.1.2. Utilisation du théorème optique

Les analyses en déphasage seront de toute façon limitées en énergie. A haute énergie le théorème optique permet théoriquement de mesurer la phase de l'amplitude d'échange de charge à $t=0$. Ainsi,

$$\begin{aligned} \sigma_T(K^+n) - \sigma_T(K^+p) &= \frac{4\pi}{k} \left[\frac{1}{2} (\text{Im } f(o)_{I=1} + \text{Im } f(o)_{I=0}) - \text{Im } f(o)_{I=1} \right] \\ &= -\frac{4\pi}{k} \text{Im } f(o)_{K^+n \rightarrow K^0p} \approx -\frac{8\pi}{\sqrt{s}} \text{Im } f(o)_{K^+n \rightarrow K^0p} \end{aligned}$$

avec $\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx |f|^2$.

*) La présence d'un trou vers l'avant indique en fait une interférence destructive entre les différentes ondes partielles et notre calcul conduit à une surestimation grossière du rapport $\text{Im } f(0)/|f(0)|$.

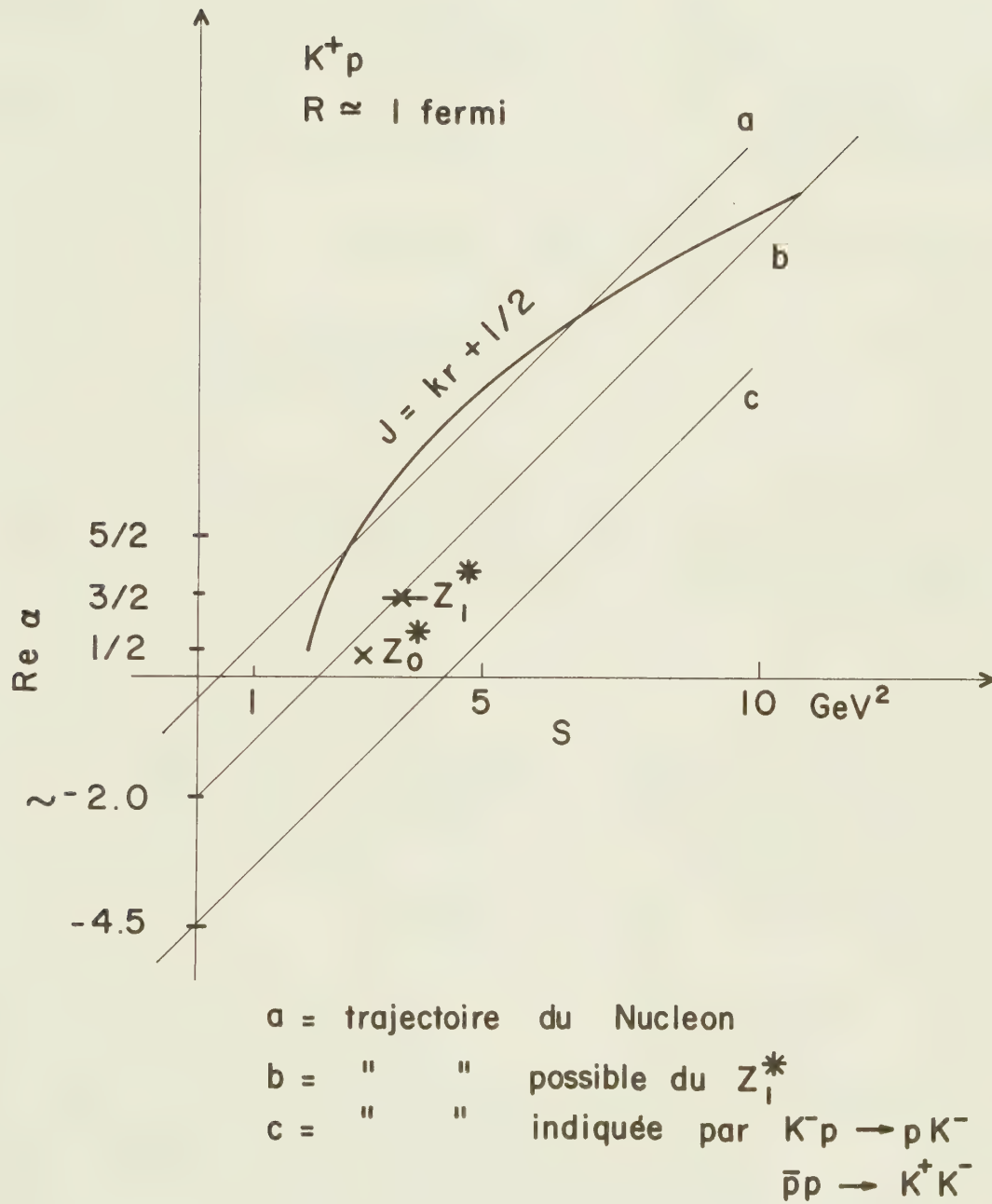


Fig. 11

De même,

$$\sigma_T(pn) - \sigma_T(pp) \approx - \frac{8\pi}{\sqrt{s}} \operatorname{Im} f(o)_{pn \rightarrow np}.$$

Malheureusement, pour obtenir les sections efficaces sur neutron, avec mesons incidents tout au moins, il faut utiliser du deutérium et les erreurs systématiques dues à l'incertitude sur la procédure d'extraction de la section efficace sur neutron sont prohibitives.

Ainsi, pour K^+n à haute énergie [Galbraith et al.]

$$\delta \sigma_T(K^+n) \approx .4 \text{ mb}$$

et pour pn

$$\delta \sigma_T(pn) \approx 1.7 \text{ mb}.$$

Pour pn on peut utiliser un faisceau de neutrons et les récentes mesures de la collaboration Karlsruhe - CERN [Engler et al.] donnent de bien meilleurs résultats.

$$\delta \sigma_T(pn) \approx .5 \text{ mb}$$

Les données existantes* sont portées en fonction de $\frac{1}{\sqrt{s}}$ sur la figure 12. Si la dégénérescence d'échange était violée au niveau des résidus des trajectoires principales on s'attendrait à ce que

$$\operatorname{Im} f(o) \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha - \frac{1}{2}} \sim \text{constante}$$

$$\text{et} \quad \Delta \sigma_T \sim \frac{1}{\sqrt{s}}.$$

Nous avons tracé 2 droites I et II correspondant à une telle hypothèse. La table II donne les valeurs du rapport (constant)

* Pour pn nous avons choisi les données avec faisceau de neutrons.

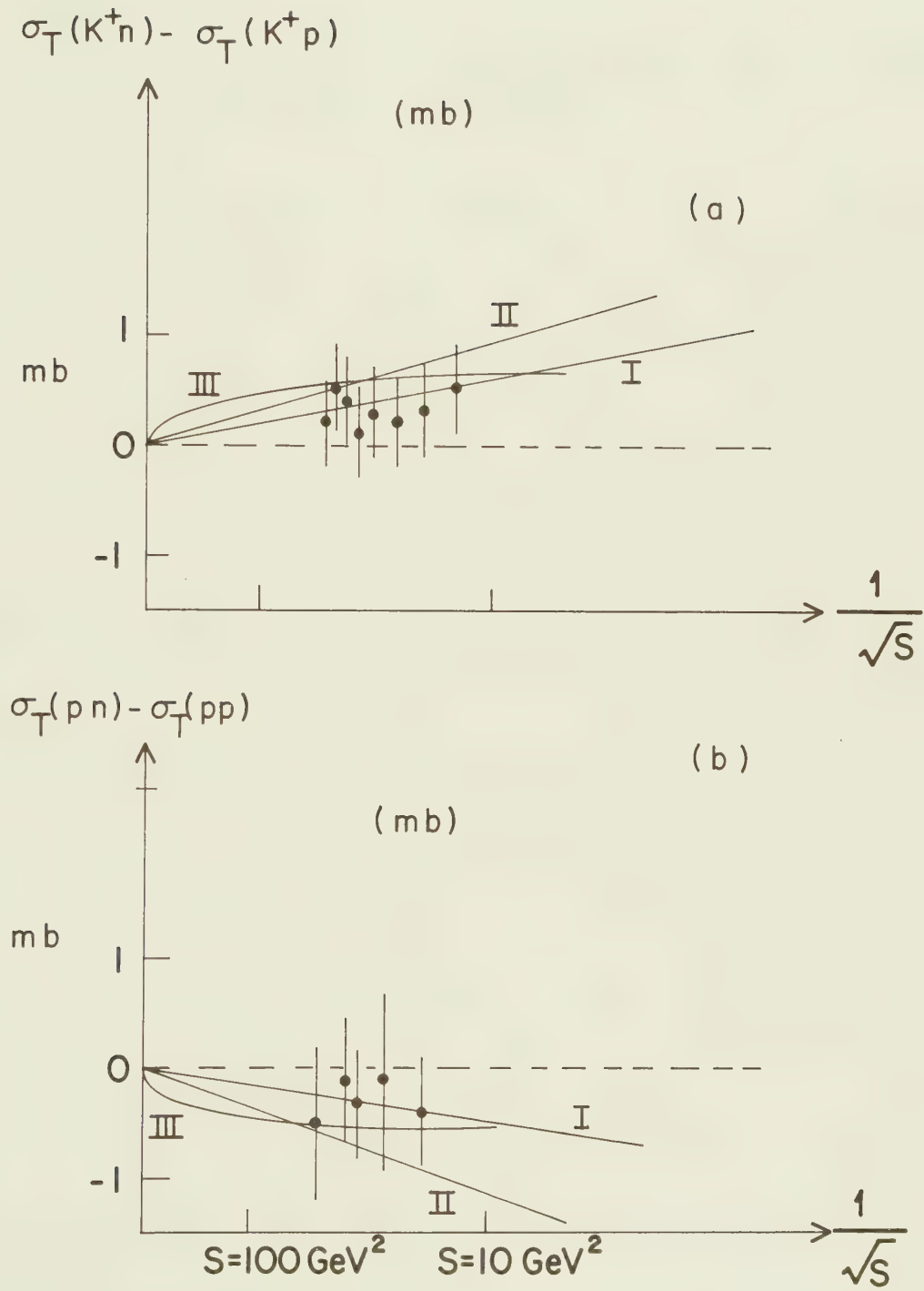


Fig. 12

$$\frac{\text{Im } f(0)}{|f(0)|} = \frac{\Delta \sigma_T}{4\sqrt{\pi} \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}}_{t=0}}$$

$$= \frac{\Delta \sigma_T}{4\sqrt{\pi} \sqrt{.388 \frac{d\sigma}{dt}}} \quad \begin{matrix} (\Delta \sigma_T \text{ en mb} \\ \frac{d\sigma}{dt} \text{ en mb/GeV}^2) \end{matrix}$$

pour les deux cas*. Ceci correspondrait, si un tel effet était dû à une violation de la dégénérescence d'échange, au niveau des résidus ($d\sigma = 0$ puisque le rapport est constant sur un intervalle infini).

$$\frac{d\beta}{\beta} = \frac{\text{Im } f(0)}{|f(0)|} \quad (\sin \pi \alpha \approx 1)$$

Une violation de dégénérescence au niveau des trajectoires (avec $\frac{d\beta}{\beta} = 0$ et $v_0 = .5 \text{ GeV}^2$) correspondrait à la courbe III.

On voit donc que s'il y a compatibilité avec l'absence de partie imaginaire, les limites mises actuellement par les données expérimentales sont assez larges :

- 30 % pour les K n'excluant donc ni une cassure des résidus de 30 % ou une séparation de trajectoires de 20 %.
- 15 % pour les p donnant un $\frac{d\beta}{\beta} \approx 15$ % ou une séparation des trajectoires de 10 %.

* Nous avons pris $\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0}$ $K^+n \rightarrow K^0p = 400 \text{ } \mu\text{b/GeV}^2$ à 5.5 GeV/c
 $pn \rightarrow np = 1 \text{ mb/GeV}^2$ à 8 GeV/c.

Dans le premier cas, il y a une incertitude du fait de la présence de "spin flip". Dans le deuxième cas à cause de l'échange du π nous sous-estimons le rapport $\frac{\text{partie imaginaire}}{\text{partie réelle}}$ pour le ρ et A_2 .

TABLE II

Ordre de grandeur de la violation de la g n rescence d'échange
dans les trois cas I, II, III (fig. 12)

	$\frac{\text{Im } f(o)}{ f(o) }$	$d\alpha \quad (v_o = .5)$	$\frac{d\beta}{\beta}$
$K^+n \rightarrow K^0p$	I 20 %	0	20 %
	II 30 %	0	30 %
	III 30 % � 10 GeV/c	20 %	0
$p\eta \rightarrow np$	I 9 %	0	9 %
	II 20 %	0	20 %
	III 15 % � 10 GeV/c	10 %	0

2.2 Mise en évidence indirecte de composantes imaginaires dans les canaux exotiques

Un autre moyen de mettre en évidence une partie imaginaire dans les canaux exotiques est la recherche de résonances exotiques dans les processus de production.

Rosner [Rosner 70] a récemment présenté une revue de la situation dans le cas des mésons. La table III en est un résumé. Nous y avons ajouté une ligne concernant les dibaryons possibles.

2.2.1 Suggestions théoriques sur la production et la désintégration des exotiques

i) Nous avons séparé les différents processus de production. En effet, les diagrammes de dualité prédisent [Jacob et al. 69] que si des exotiques existent, ils sont plus facilement produits dans les diffusions vers l'arrière où il suffit de l'échange d'un méson non-exotique (fig. 13a) que vers l'avant ou dans un processus d'annihilation (fig. 13 b,c) où il faudrait un échange exotique (au sens des diagrammes de dualité). Schématiquement, si les couplages exotiques - non-exotiques-non-exotiques et non-exotiques-exotiques-exotiques sont ϵ plus petits que les couplages ordinaires, les premiers processus ont des sections efficaces en ϵ^2 et les seconds en ϵ^4 (sans tenir compte de la désintégration).

Le même type de raisonnement conduit aussi à prédire une présence relativement plus abondante d'exotiques dans les produits de désintégration d'un objet non-exotique plus lourd [Rosner 70 (2)].

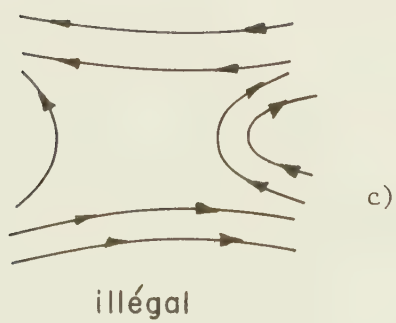
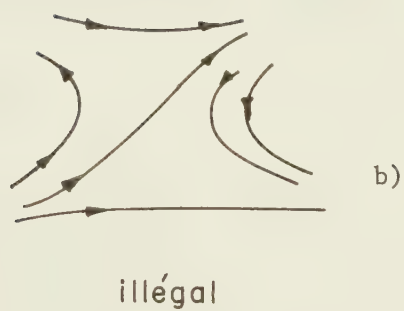
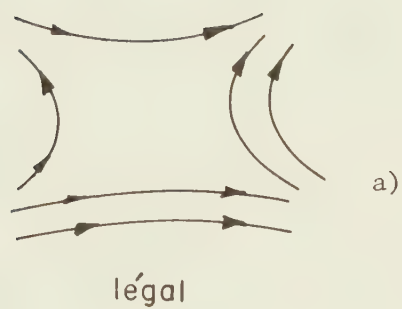


Fig. 13

ii) Nous avons aussi distingué entre les processus de désintégration de telles résonances. Là encore, des extensions de la théorie de la dualité conduisent à privilégier certains modes de désintégrations. Ainsi, Rosner [Rosner 68] explique l'échec des diagrammes duaux dans le cas de baryon-antibaryon (voir par. 4) par le couplage d'exotiques à ces particules et incite donc à rechercher les exotiques dans ce type de canal. En-dessous du seuil de ce canal, des règles de sélections fondées sur le modèle des quarks prédisent une désintégration en $n\pi$ [Freund et al. 70].

Ces arguments fondés sur les diagrammes de dualité doivent cependant être maniés avec précaution : en effet ces diagrammes ne s'appliquent probablement pas à des trajectoires basses "non-duales" comme le π ou celle du $\Delta(1650)$. De plus, leur utilisation avec les canaux $\bar{B}B$ ne veut pas dire grand'chose puisqu'ils prédisent aussi bien l'absence de production de mésons ordinaires (cf. par. 4).

2.2.2 Existe-t-il des exotiques ?

La table III montre que les seuls candidats existants sont

- un $\rho^{-}\pi^{-}$ à 1320 MeV [Vanderhagen et al.]
- un $K^*(I_z = 3/2)$ à 1270 MeV [French et al.] [Bonnet]
- ↳ $K_{890}^* \pi$
- un d^* à 2200 MeV [Shapiro 69].

Cependant, ils sont très contestés. Une expérience récente de Rochester [Katz et al.] semble contredire l'indication donnée par Vanderhagen et al., (fig. 14) tandis que le $K^*(1270)$ n'a été vu que dans un canal ($\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}4\pi$) et à une petite région d'énergie [2.5, 3., 3.6 GeV/c et non 3.7] (fig. 15). Le d^* enfin semble pouvoir être expliqué par la présence de deutérium : on observerait des "résonances" à chaque masse, égale à la somme de la masse d'une résonance $N\pi$ connue et de la masse d'un nucléon [Braun et al. 70].

Pour la défense du $K^*(1270)$ on peut faire appel à un échange d'une trajectoire Σ basse et donnant dépendance très forte en énergie (pour ne plus le

TABLE III

Candidats exotiques dans les réactions de production

Désintégration Nombres quantiques	Mécanisme d'échange	2 Corps	Quasi 2 corps	n π 's	$B\bar{B}$
I = 2 Y = 0	Echange de méson	Rien en $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ M < 1200 MeV M > 200 MeV $\sigma=2\text{mb}$ ($x < \frac{1}{3}$ pour ondes)	$\rho^{-}\pi^{-}$? 1320 effet à 2 écarts	$\pi^{+}p \rightarrow \pi^{+}\pi^{+}\pi^{+}\pi^{-}n$ ($\rightarrow 4 \text{ GeV/c}$) M < 2 GeV (1) limite = .5 μb (3 écarts)	
	Annihilation	Rien < 2.5 GeV/c ($\bar{p}p$ 1.2 GeV/c)			
	Echange de baryon				
I = 3/2 Y = 1	Echange de méson	$K^{-}\pi^{-}$ M < 2 GeV M > 200 MeV $x_{\text{onde s}} < \frac{1}{4}$		$K^{+}p \rightarrow K^{0}\pi^{+}\pi^{+}n$ (12 GeV/c) M < 2 GeV (2) $\sigma \leq 1 \mu\text{b}$	Rien en $\Sigma^{-}p$
	Annihilation		$K^{*}(1270)$ $\hookrightarrow K^{*}\pi$		
	Echange de baryon				
Y = 2		$K^{+}p \rightarrow (S=2)Y$ 12 GeV/c M < 2800 MeV $\sigma < 3 \mu\text{b}$ (3)			
B = 2		d^{*} M = 2.2 GeV/c			

Références données dans [Rosner 70] .

Notes: Sections efficaces à comparer avec

- 1) $\pi^{+}p \rightarrow \text{Bouddha} + p \sim 80 \mu\text{b}$ à 4 GeV/c
- 2) $K^{+}p \rightarrow K_{1400}^{*}p \sim 20 \mu\text{b}$ à 12 GeV/c
- 3) $K^{-}p \rightarrow \rho \Lambda \sim 2 \mu\text{b}$ à 12 GeV/c .

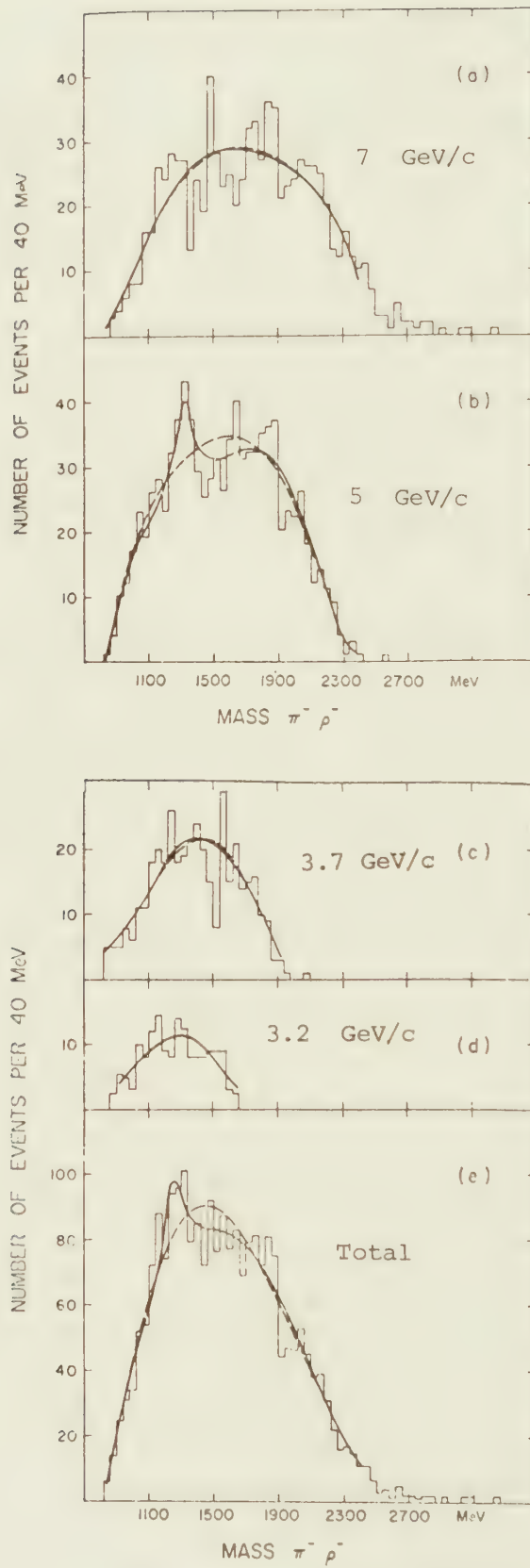


Fig. 14

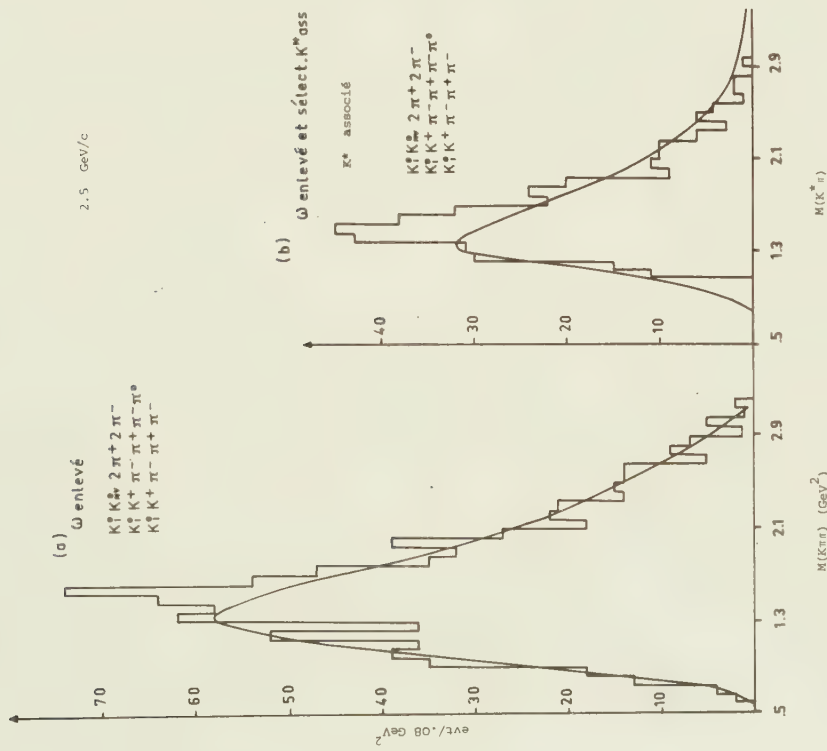


Fig. 15a

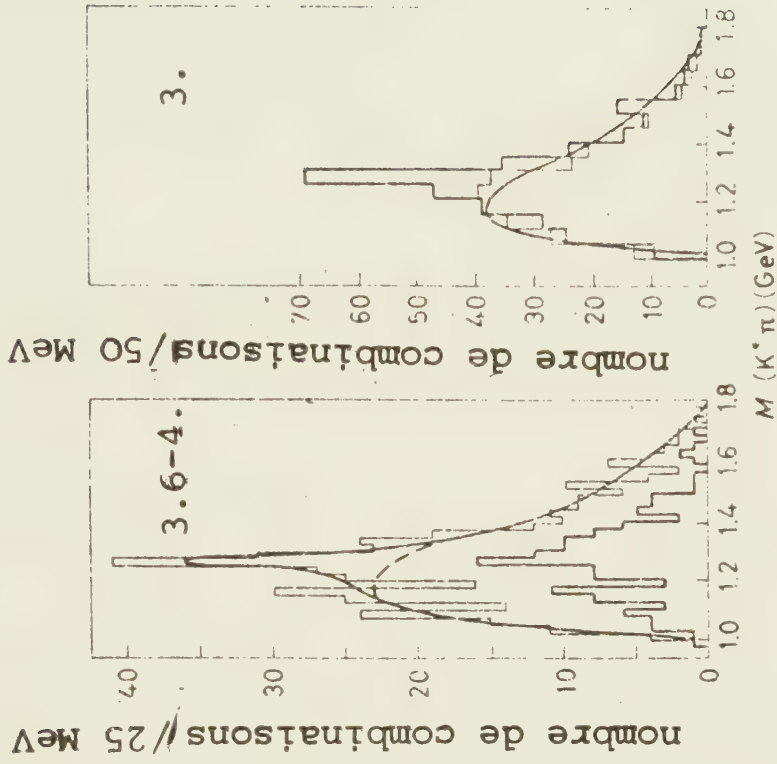


Fig. 15b

3. EXISTE-T-IL DES ECHANGES EXOTIQUES ?

On a souvent pris comme argument de la présence ou de l'absence de résonances exotiques, la présence ou l'absence de pics attribuables à l'échange de telles résonances. Dans notre examen de l'adéquation de la dégénérescence d'échange comme premier ordre d'une description générale, il nous faut étudier ce problème. Nous pouvons poser trois questions.

- 1) Existe-t-il expérimentalement des pics interdits ?
- 2) Y a-t-il unicité d'interprétation ?
- 3) Sinon, quel est le mécanisme le plus probable ?

3.1 Revue expérimentale

Nous avons rassemblé dans la table IV, les données expérimentales que nous avons à notre disposition.

3.1.1 Echange d'isospin 3/2 ou 2

Considérons d'abord les réactions qui correspondraient à un échange d'isospin interdit : double échange de charge sans échange de nombre baryonique.

i) La figure 17 (a, b, c, d, e) montre la section efficace totale de l'hémisphère correspondant en fonction de s . Sans doute avec cette méthode nous avons inclus des contributions autres que celles qui sont interdites, mais cela à l'avantage d'être une définition non biaisée :

3. EXISTE-T-IL DES ECHANGES EXOTIQUES ?

On a souvent pris comme argument de la présence ou de l'absence de résonances exotiques, la présence ou l'absence de pics attribuables à l'échange de telles résonances. Dans notre examen de l'adéquation de la dégénérescence d'échange comme premier ordre d'une description générale, il nous faut étudier ce problème. Nous pouvons poser trois questions.

- 1) Existe-t-il expérimentalement des pics interdits ?
- 2) Y a-t-il unicité d'interprétation ?
- 3) Sinon, quel est le mécanisme le plus probable ?

3.1 Revue expérimentale

Nous avons rassemblé dans la table IV, les données expérimentales que nous avons à notre disposition.

3.1.1 Echange d'isospin $3/2$ ou 2

Considérons d'abord les réactions qui correspondraient à un échange d'isospin interdit : double échange de charge sans échange de nombre baryonique.

i) La figure 17 (a, b, c, d, e) montre la section efficace totale de l'hémisphère correspondant en fonction de s . Sans doute avec cette méthode nous avons inclus des contributions autres que celles qui sont interdites, mais cela à l'avantage d'être une définition non biaisée :

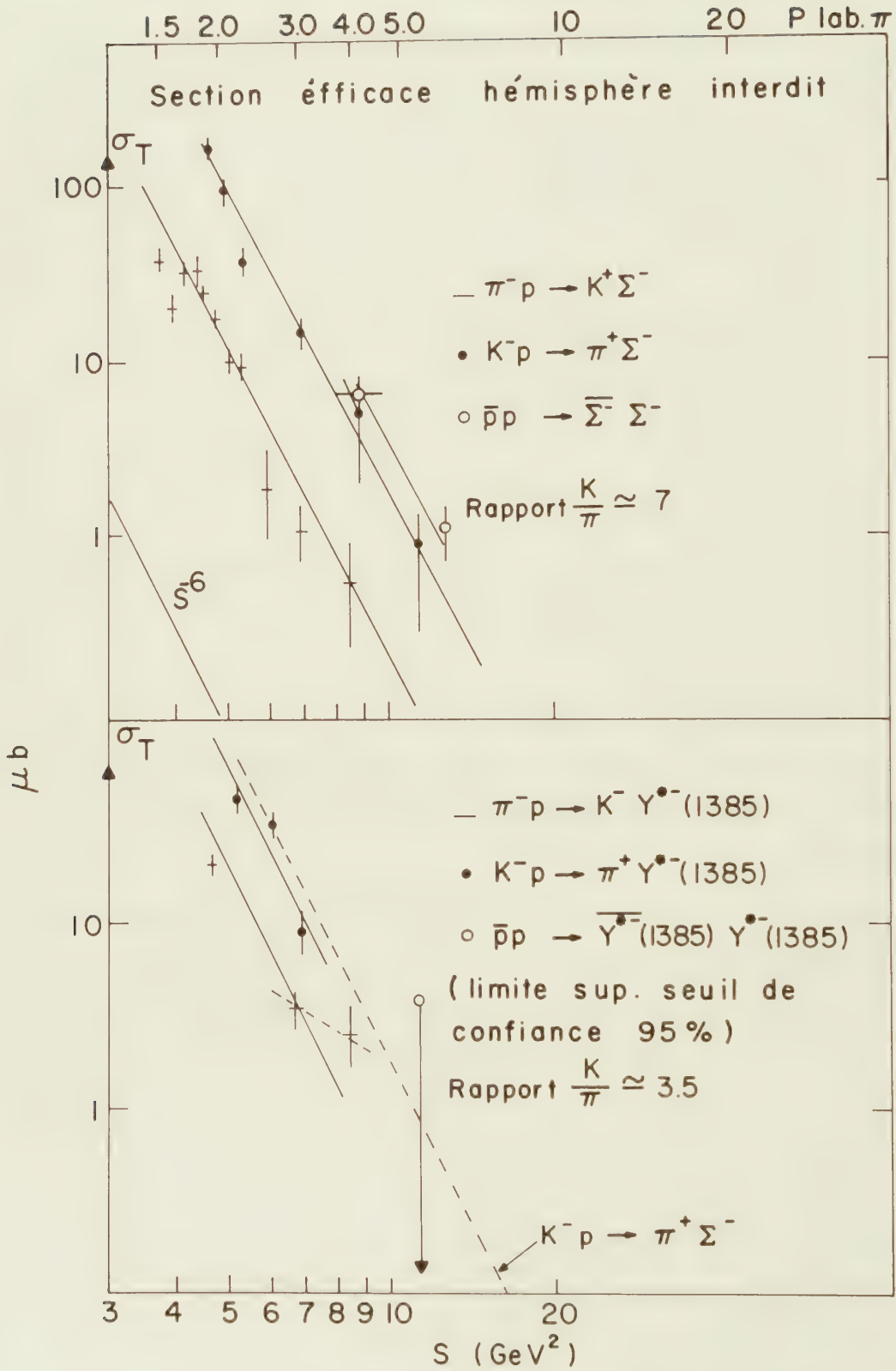


Fig. 17a, b

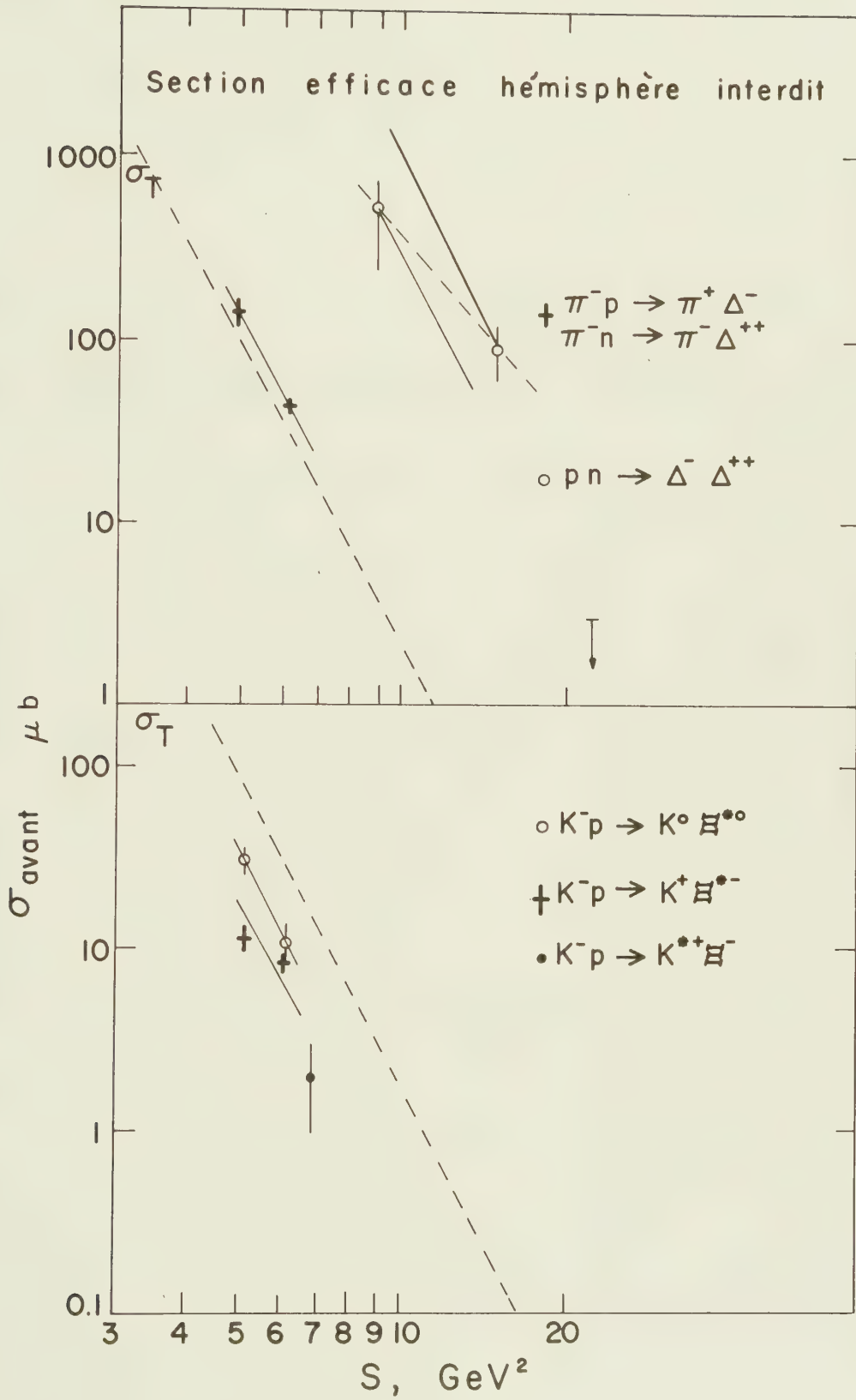


Fig. 17c, d

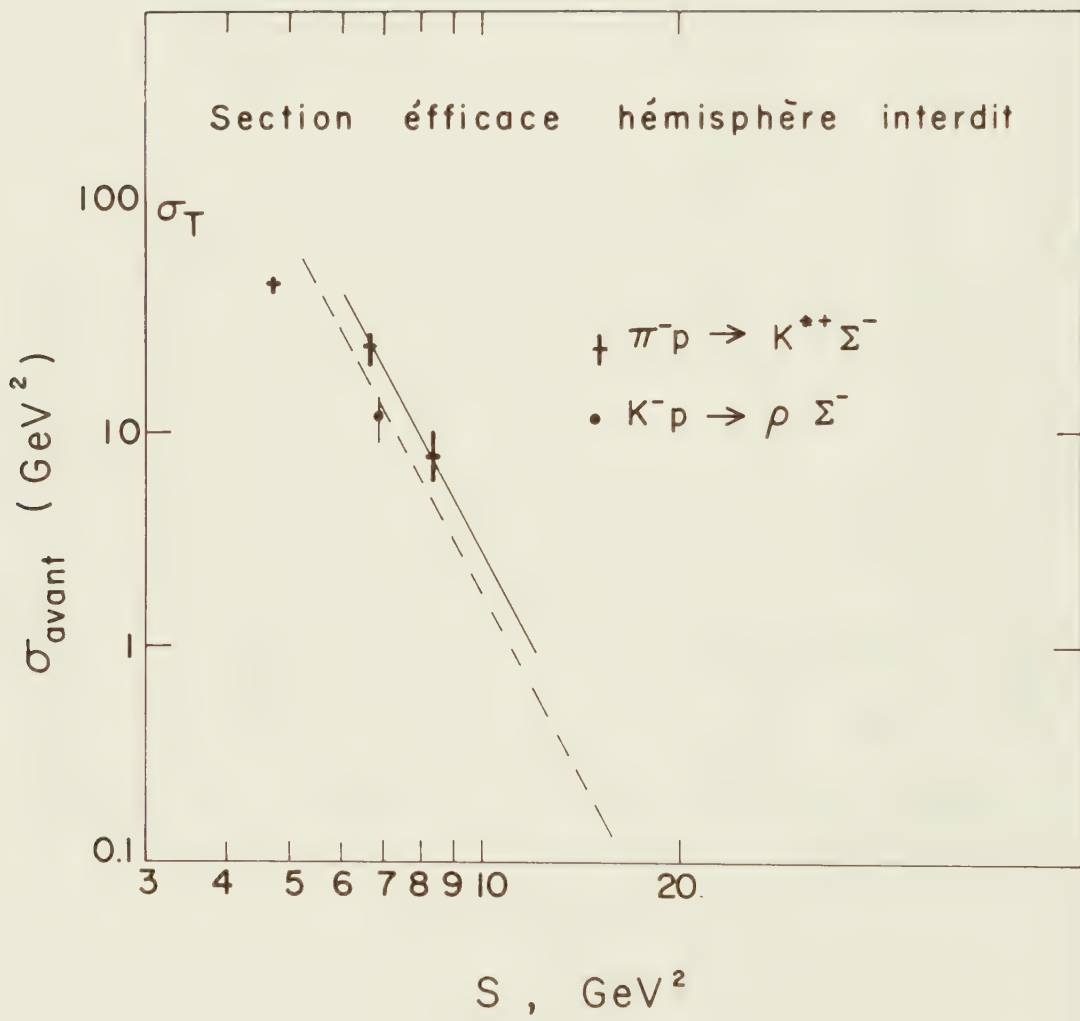


Fig. 17e

TABLE IV

Données sur les "pics interdits"

$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$

p_{Lab}	σ hémisphère interdit	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\cos \theta = .9$	$\frac{d\sigma}{dt}$ $\cos \theta = .9$	Pente	Référence	Remarques
1.5	$38 \mu\text{b} \pm 6$	7 ± 2.5 $\mu\text{b}/\text{stéradian}$	70 ± 25	Plat	{ [Dahl et al.]	
1.6	20 ± 3	$1.4 \pm .8$	12 ± 7	"		
1.7	31 ± 4	$2. \pm 1.$	15 ± 7.5	"		
1.86	32 ± 5	$1.7 \pm 1.$	11 ± 6.5	"		
1.95	24 ± 2	$.9 \pm .4$	5.4 ± 2.4	"		
2.05	17 ± 2	$.6 \pm .3$	3.3 ± 1.7	"		
2.2	10 ± 1.5	$.8 \pm .4$	$3.9 \pm 2.$	"		
2.35	$3.8 \pm 2.$	$.6 \pm .35$	2.4 ± 1.4	"		
+2.6						
3.15	$1.2 \pm .4$	$.6 \pm .3$	$1.7 \pm .9$	"	{ [Akerlof]	{ $t \approx 0$
4	$.6 \pm .35$	$.2 \pm .2$	$.42 \pm .42$	"		
2.75			$.8 \pm .2$	?		
3			$.45 \pm .07$	?		
3.5			$.35 \pm .15$	?		
5			$.11 \pm .11$	?		

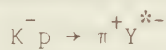
Table IV (suite)



P_{Lab}	σ hémisphère interdite	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ $\cos \theta = .9$	$\frac{d\sigma}{dt}$ $\cos \theta = .9$	Pente	Références	Remarques
1.8	162 ± 24 μb	176 ± 14 $\mu b/sterad.$	950 ± 75	Pic	} [Dauber et al.]	
1.95	85 ± 15	60 ± 10	29.5 ± 50	Pic		
2.24	33 ± 5		$30 \pm 8.$	Pic		
3.	14 ± 3	4.1 ± 1.8	$12.5 \pm 5.$	Plat	[Badier et al.] 65	
4.07	5 ± 3	3.	$5.5^{+11.}_{-4.5}$			
5.47	$1 \pm .7$	0.	< 2.2		[Loos et al]	68 % CL
8			$< .18$		} [Birnbaum et al.]	$-0.16 < u$
16			$< .03$			$< -.334$ $-.010 < u$ < -1.41



2	23 ± 3.5 μb	7.5 ± 1.5 $\mu b/st.$	56 ± 11 $\mu b/GeV^2$	$\sim 6 \text{ GeV}^{-2}$	} [Dauber et al.]	
3	$3.8 \pm 1.$	2 ± 5	$7. \pm 1.8$	Pic		
4	$2.8 \pm 1.$	$1.5 \pm .5$	3.5 ± 1.2	Pic		



		$\cos \theta^* = .9$	$\cos \theta^* = .9$			
2.1	55 ± 10	21 ± 7	120 ± 35	$\sim 7 \text{ GeV}^{-2}$	} [Dauber et al.]	
2.6	39 ± 5	19.5 ± 2	74 ± 8	$\sim 7 \text{ GeV}^{-2}$		
3.	9.5 ± 2.5	$4. \pm .8$	12.5 ± 2.5		[Badier et al.] 65	

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma} \Sigma^-$$

P _{Lab}	σ hémisphère interdite	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	$\frac{d\sigma}{dt}$	Pente	Référence	Remarques
2.5	5.5±1.3		10±4 μb/GeV ²	assez plat	[Badier et al.] 64	
3. 3.6 4. }	6.5±1.5		9±3	~ 1.	[Badier et al.] 68	
5.7	1.3±.4		1.1±.4	~ 1.	[Atherton et al] 70	

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma} Y^{*-} + \text{conjugué de charge}$$

5.7	3.6μb				[Atherton et al] 71	Limite supérieure au seuil de 95 %
-----	-------	--	--	--	------------------------	---

$$\bar{p}p \rightarrow Y^{*-} Y^{*-}$$

5.7	4.5μb				[Atherton et al] 71	Limite supérieure au seuil de 95 %
-----	-------	--	--	--	------------------------	---

$$K^- p \rightarrow \bar{\Sigma} \rho^+$$

3.	12±3				[Badier et al.] 65	
----	------	--	--	--	-----------------------	--

$$K^- p \rightarrow K^{*+} \Xi^-$$

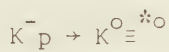
3.	2±1				[Badier et al.] 65	
----	-----	--	--	--	-----------------------	--

$$K^- p \rightarrow K^{*+} \Xi^-$$

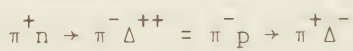
1.7			40±30 μb/GeV ²			
2.1			45±10		[Dauber et al.] 69	
2.47			8±8			
2.64			7±5		[Badier et al.] 65	
3.	4±2		3±3			
8.			<.21		[Birnbaum et al]	
16.			<.04			



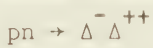
P_{Lab}	σ hémisphère interdite	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \cos \theta^* = .95$	$\frac{d\sigma}{dt} t \pm 0$	Pente		
2.1	12 ± 2 μb	4 ± 1.2 $\mu\text{b/ster.}$	$38. \pm 10.$		} [Dauber et al.] [Aspell et al.] [Badier et al.] 66	
2.64	8 ± 1	$4 \pm .7$	$11. \pm 3.$			
2.87			$9. \pm 3.$			
3.		$2. \pm 2$				



2.1	31 ± 4 b	6 ± 2 $\mu\text{b/ster.}$	$42. + 15.$	plat	} [Dauber et al.] [Aspell et al.] 65 [Badier et al.]	
2.64	11 ± 2	$1 \pm .5$	$12. \pm 3.$	plat		
2.87			$6. \pm 2.$	trou		
3.	0^{+4}_{-0}					



2.15	145 ± 25			pic	[Dauber et al.]	
2.77	44 ± 5			pic	[Baton et al.]	$\cos \theta < .8$



3.7	550 ± 200 μb				[Cohn et al.]	
7.	90 ± 30			7 GeV^{-2}	[Yekutieli et al.]	

en effet, à haute énergie ($p_{\text{Lab}} > 3 \text{ GeV}/c$) on n'observe un pic bien défini que dans 2 réactions

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma} \Sigma^-$$

$$pn \rightarrow \Delta^- \Delta^{++} \quad (\text{ce dernier cas est controversé})$$

On pourra remarquer :

- que les "réactions interdites" sont toutes du même ordre de grandeur (à un facteur 10 près) à l'exception de $pn \rightarrow \Delta^- \Delta^{++}$, qui paraît être un facteur 100 fois plus grand que $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ par exemple:
 - que dans l'intervalle de s $[4, 11 \text{ GeV}^2]$ l'ensemble des données (sauf encore $pn \rightarrow \Delta^- \Delta^{++}$) semble compatible avec une décroissance en s^{-6}
 - que $\sigma(\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-) \approx \frac{1}{7} \sigma(K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-)$
et que $\sigma(\pi^- p \rightarrow K^+ Y^{*-}) \approx \frac{1}{4} \sigma(K^- p \rightarrow \pi^+ Y^{*+})$
- autour de $s = 6 \text{ GeV}^2$, alors que ce sont des réactions croisées l'une de l'autre.

La figure 18 représente la variation de $\frac{d\sigma}{dt}$ près de $t = 0$ avec s . (En fait, la valeur de t dans la plupart des cas n'est pas fixe mais correspond à un intervalle fixe en $\cos \theta^*$). Les faits saillants d'un tel diagramme sont :

- La variation avec s ne semble plus linéaire mais passe de s^{-18} à $s = 5 \text{ GeV}^2$ à s^{-4} autour de $s = 10 \text{ GeV}^2$.
- L'écart entre $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ et $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ signalé plus haut semble persister.

Sur la figure 19 nous avons porté en fonction de s le rapport des amplitudes interdites aux amplitudes permises en incluant les facteurs

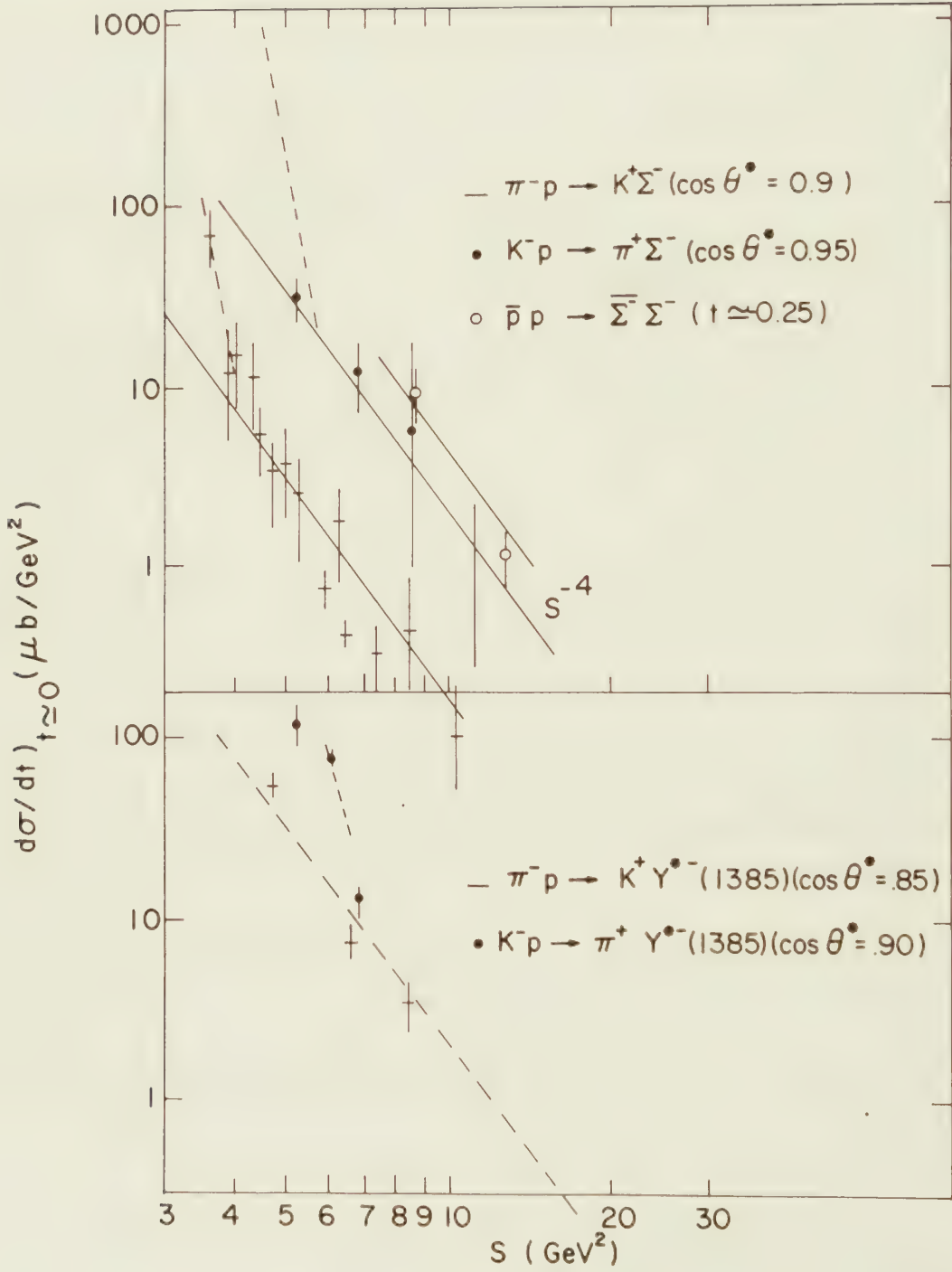


Fig. 18

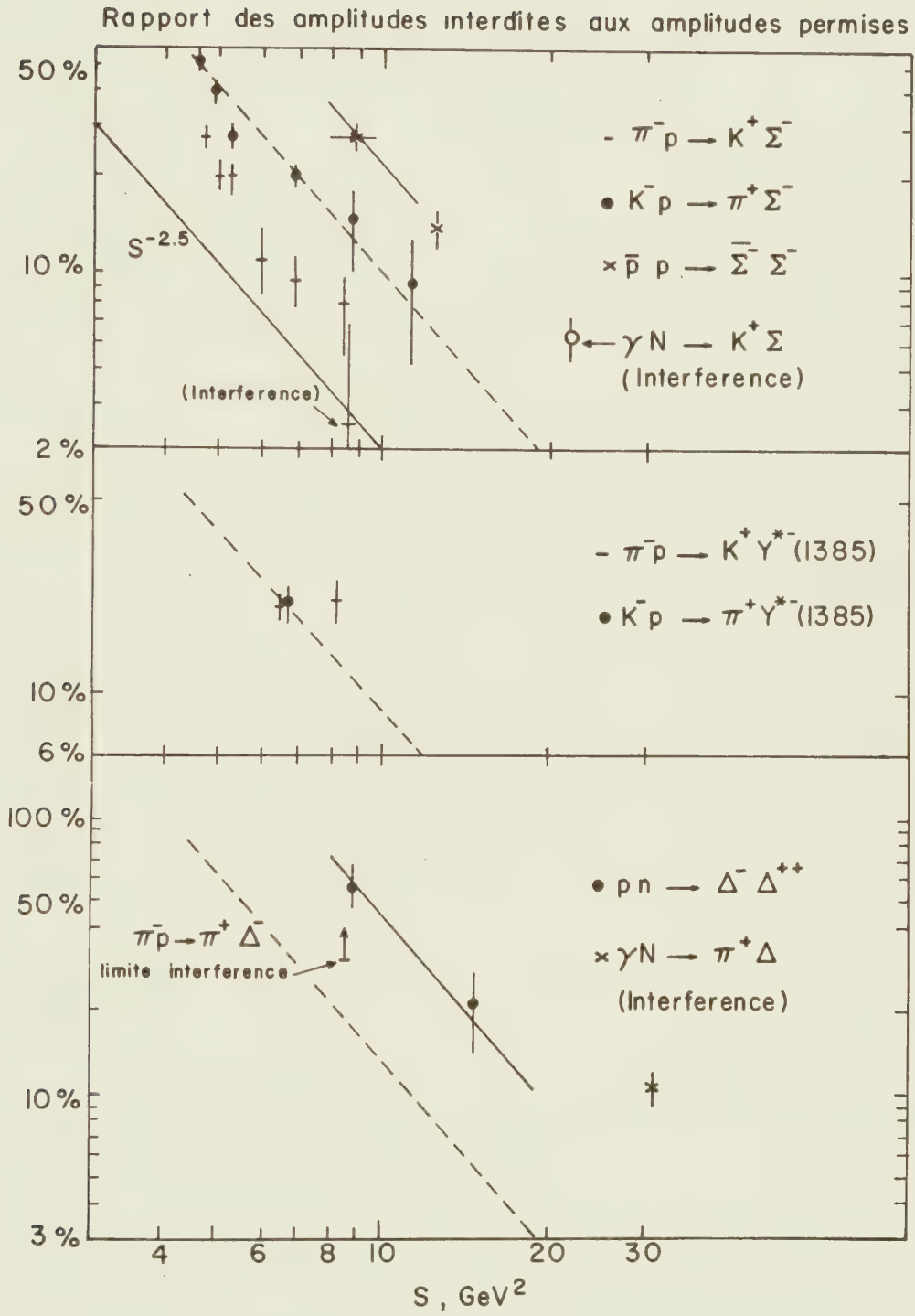


Fig. 19

d'isospin adéquats pour que ce soit des rapports d'amplitude d'isospin dans la voie t (c'est-à-dire $\frac{I=3/2}{I=1/2}$ ou $\frac{I=2}{I=1}$). On voit que, en tout cas pour les réactions d'échange d'hypercharge, la décroissance de ce rapport est en $s^{-2.5}$ environ.

ii) Sur le même graphique, nous avons porté les points obtenus par méthode d'interférence. En mesurant 2 combinaisons linéaires d'une amplitude permise et d'une amplitude interdite et en négligeant le module carré de l'amplitude interdite, on peut isoler le terme d'interférence entre l'amplitude permise et l'amplitude interdite. Ainsi la décomposition en isospin de la voie t de l'amplitude de réaction de $\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ par exemple, est donnée par

$$f(\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0) = + \frac{\sqrt{2}}{3} f_{1/2} + \frac{\sqrt{2}}{3} f_{3/2}$$

tandis que pour $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ elle est

$$f(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) = - \frac{2}{3} f_{1/2} + \frac{1}{3} f_{3/2}$$

où $f_{3/2}$ et $f_{1/2}$ sont les amplitudes d'échange d'isospin $3/2$ et d'isospin $1/2$ dans la voie t . En négligeant $|f_{3/2}|^2$ on obtient finalement

$$\frac{\text{Re} (f_{1/2} f_{3/2}^*)}{|f_{1/2}|^2} = - \frac{1}{2} \frac{(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) - 2(\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0)}{(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) + (\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0)}$$

De cette façon à 3.63 GeV/c Abramovitch et al. [Abramovitch et al. 71] ont mesuré^(*)

$$\frac{\text{Re} (f_{1/2} f_{3/2}^*)}{|f_{1/2}|^2} = .025 \pm .045 \text{ (statistique)} \\ \pm .017 \text{ (systématique).}$$

En négligeant la contribution d'isoscalaire dans la photoproduction (10% environ) et les effets d'écran dans le deutérium, on obtient de même, à partir des données de Boyarski et al. [Boyarski et al. 70] les

(*) Notre convention de signe est différente de celle de la publication.

résultats suivants:

à 16 GeV/c

$$\frac{\gamma d \rightarrow \pi^+(\Delta)}{\gamma p \rightarrow \pi^+(\Delta^0)} = 2.94 \pm .09 \Rightarrow \frac{\operatorname{Re}(f_1 f_2^*)}{|f_2|^2} = .105 \pm .015$$

(erreur statistique seulement)

$$\frac{\gamma d \rightarrow K^+(\Sigma)}{\gamma p \rightarrow K^+(\Sigma^0)} = 2.37 \pm .11 \Rightarrow \frac{\operatorname{Re} f_{1/2} f_{3/2}^*}{|f_{3/2}|^2} = .052 \pm .009 .$$

En appendice A.1 nous résumons les formules adéquates pour les mesures de ce type qui nous semble accessible (fig. 20 a,b).

Il faut cependant remarquer que cette méthode n'est pas aussi précise que permettrait de le penser le fait que l'on mesure une interférence. En effet, on ne mesure pas le terme d'interférence directement mais par différence. Ceci augmente l'influence des erreurs statistiques et systématiques.

Ce dernier problème est particulièrement important lorsque l'on travaille avec du deutérium comme c'est le cas des deux mesures

$$\frac{\gamma n \rightarrow K^+ \Sigma^-}{\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0}$$

et

$$\frac{\gamma n \rightarrow \pi^\pm \Delta^\mp}{\gamma p \rightarrow \pi^\pm \Delta^0} .$$

L'argument avancé pour montrer que les effets d'écran sont négligeables, sont fondés sur le fait que les rapports

$$\frac{\gamma d \rightarrow \pi^+ n \text{ ns}}{\gamma p \rightarrow \pi^+ n} = 1.02 \pm .04$$

$$\frac{\gamma d \rightarrow K^+ \Lambda \text{ ns}}{\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda} = 1.02 \pm .04 .$$

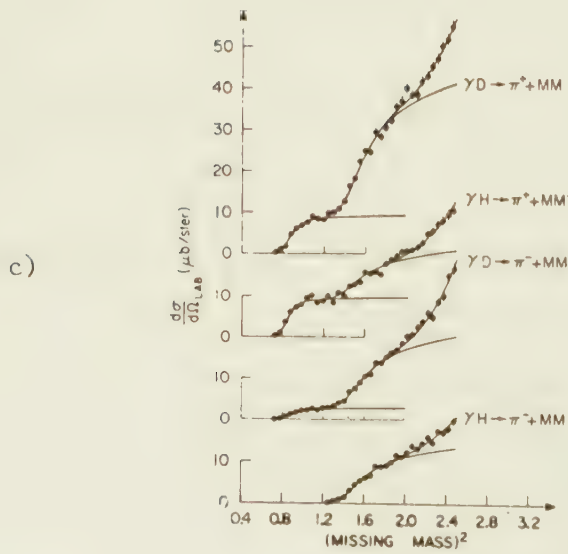
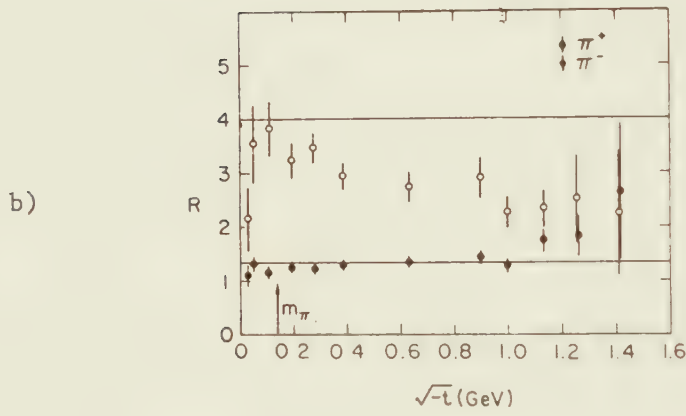
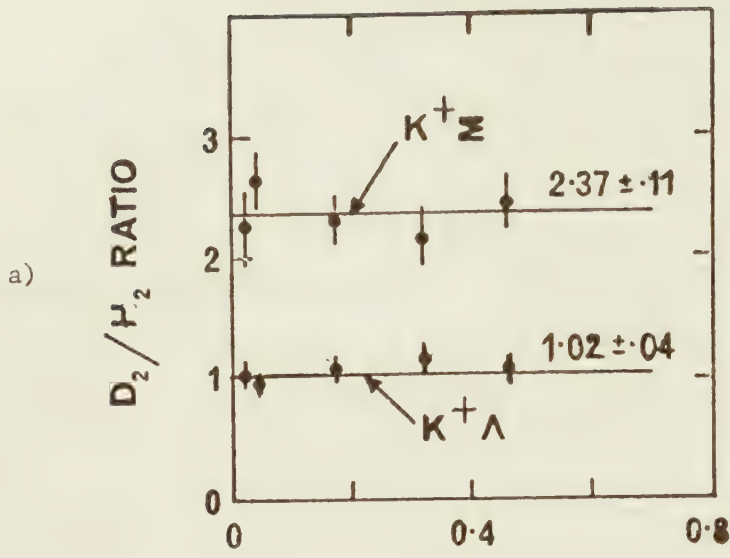


Fig. 20

Cette absence d'effet d'écran est surprenante, [Dar et Gal 70] prévoient des corrections de l'ordre de 12 %. De plus il semble qu'il y ait désaccord expérimental sur cet effet entre DESY [Herde et al. 68] et SLAC. Dans le cas de la photoproduction de Δ , en plus du problème des corrections à appliquer à cause du deutérium, se pose le problème du mode de détection du Δ par masse manquante : il faut soustraire la production de ρ et les effets dus à la dispersion du faisceau et à l'impulsion de Fermi (fig. 20c).

Malgré leur limitation, il demeure que de telles mesures d'interférence sont intéressantes puisque, rapprochées des mesures directes, elles peuvent permettre de donner la phase relative entre l'amplitude permise et l'amplitude interdite.

3.1.2 Echange interdit de nombre baryonique

Nous passons maintenant aux données expérimentales sur les réactions

- a) $K^- p \rightarrow p K^-$
- b) $\bar{p} p \rightarrow p \bar{p}$
- c) $\bar{p} p \rightarrow K^+ K^-$
- d) $\pi^- p \rightarrow d \bar{p}$.

La figure 21 (a,b) montre $\left(\frac{d\sigma}{du}\right)_{u=0}$ en fonction de s pour les 3 premières réactions.

Le fait essentiel semble être que entre les mesures à basse énergie de a) et b) et la mesure récente [Baglin et al.] à 5 GeV/c il y a une rupture de tendance.

Ceci est confirmé par la mesure des sections efficaces différentielles (fig. 22a) : Alors qu'à faible impulsion incidente il n'y a pas réellement de pic vers l'arrière pour la réaction a), un pic de 30 événements et de pente approximative 4 GeV^{-2} , est observé à 5 GeV/c.

La section efficace différentielle $\bar{p} p \rightarrow p \bar{p}$ à 5 GeV/c est donnée (fig. 22b).

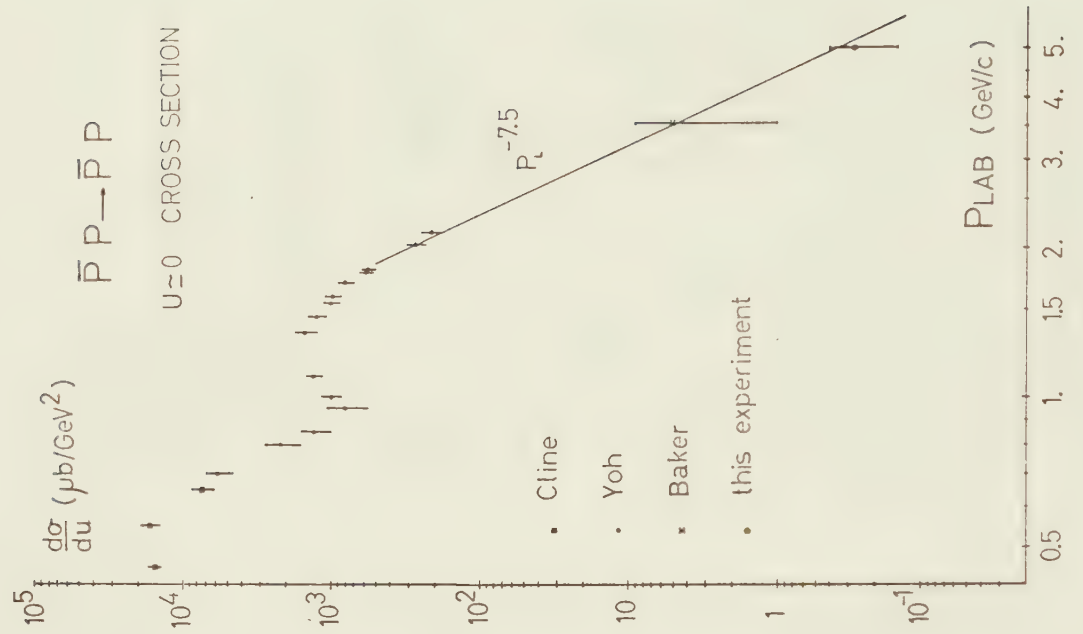


Fig. 21a

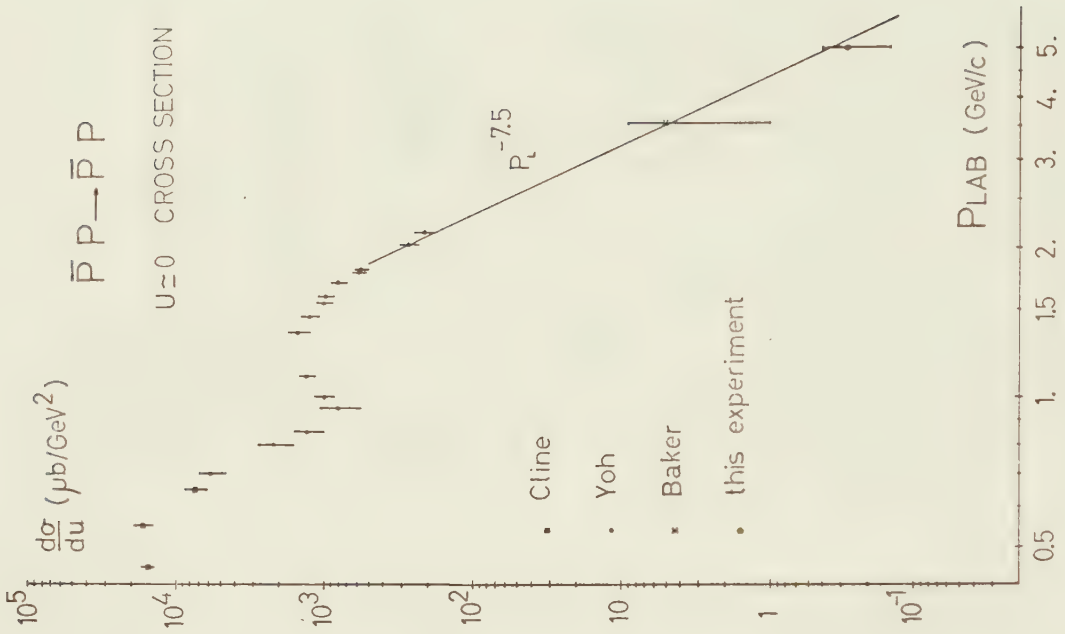


Fig. 21b

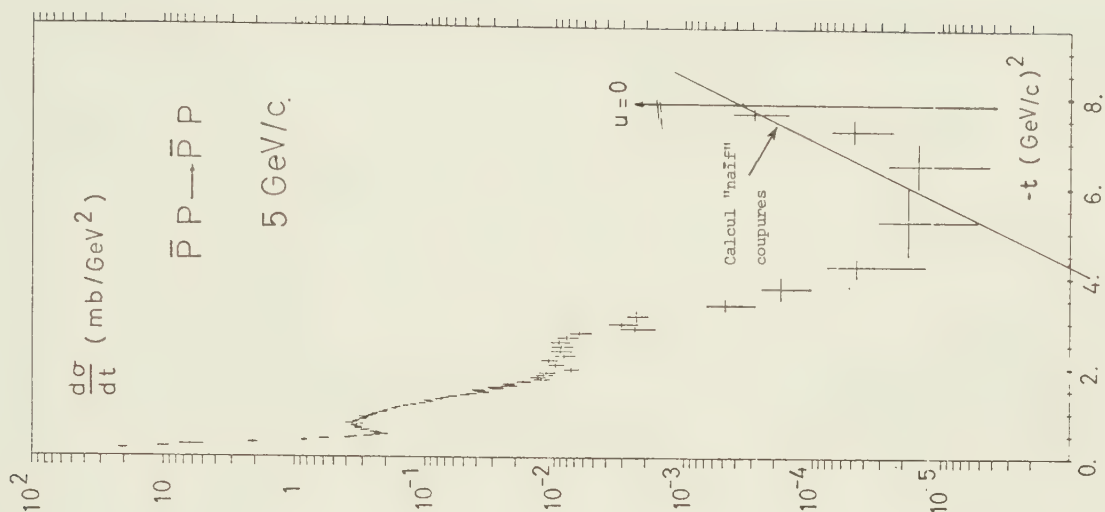


Fig. 22b

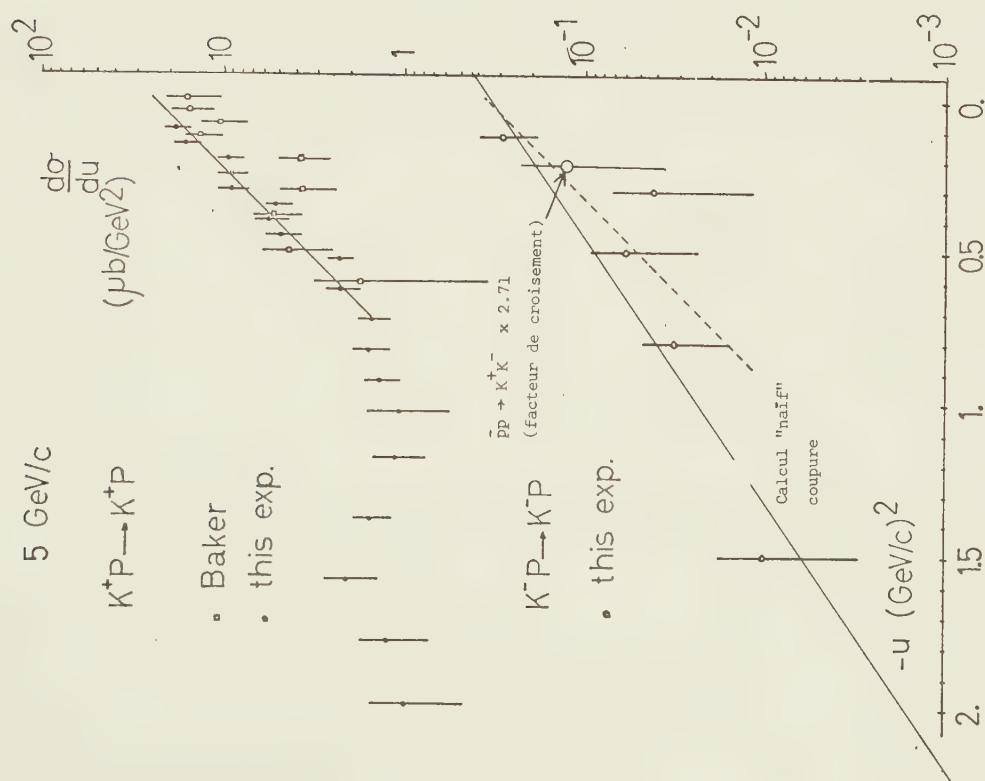


Fig. 22a

3.2 Difficultés d'interprétation

Pour l'instant, nous n'avons fait que citer les données expérimentales sans nous poser de question d'interprétation. Ceci exige-t-il ou non l'échange d'une particule exotique ?

3.2.1 Ambiguités théoriques

Trois types d'interprétation peuvent être avancés :

i) Les "pics" sont des effets de la voie s. Pour produire une accumulation vers l'avant, il suffit d'avoir des amplitudes d'ondes partielles approximativement en phase. On peut par exemple, attribuer ces "pics" à la queue des résonances.

ii) Il peut s'agir d'échange ordinaire de particules exotiques.

iii) Un mécanisme compétitif pourrait être les doubles échanges, c'est-à-dire en langage de pôles de Regge, une coupure pôle-pôle. On peut en fixer un ordre de grandeur en supposant que les particules restent sur leur couche de masse (formalisme à la Glauber). Si le premier échange seul donne une section efficace différentielle

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_1 = A e^{at}$$

et le second

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_2 = B e^{bt}$$

la section efficace différentielle correspondant au double échange est [Michael 69, Dean]

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{coupure}} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{A B}{(a+b)^2} \right) e^{\left(\frac{ab}{a+b} \right) t} .$$

Dans un grand nombre de cas malheureusement, le nombre d'états intermédiaires est grand et la confiance que l'on peut avoir dans de tels calculs est limitée (cf. appendice A.II).

TABLE V

Propriétés naïves des mécanismes

expliquant les pics interdits

	dépendance en énergie de σ	$\frac{d\sigma}{dt}$	Signature	Spin parité échangée	Factori- sation
Queue de résonances		?	X	X	X
Echange d'exotiques	?	?	bien définie	déterminée	
Coupures pôle-pôle	s^{-3}	Faible pente ordre de grandeur	X à énergie finie	X	X

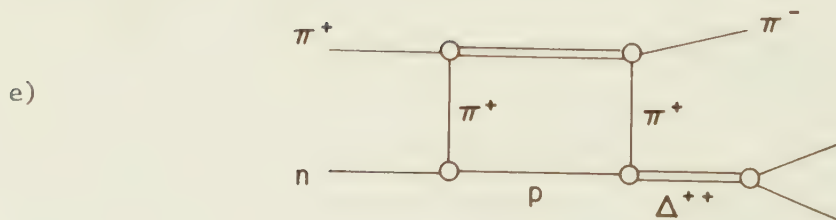
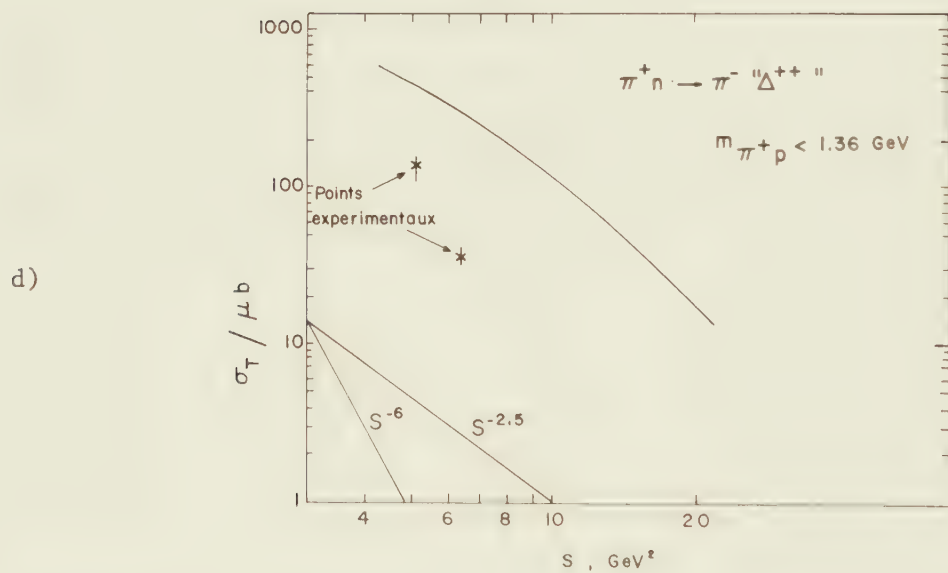
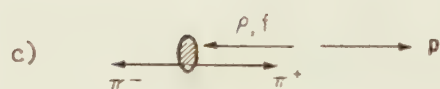
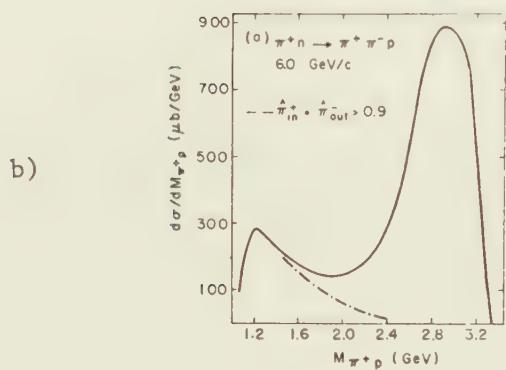
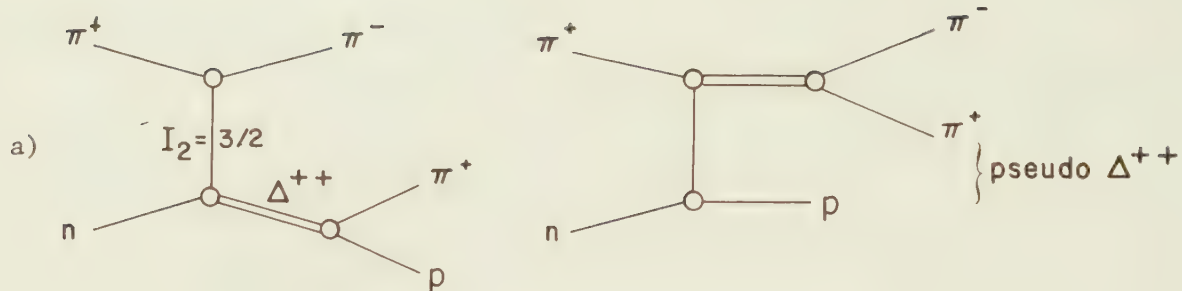


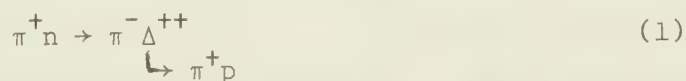
Fig. 23

La table V résume les propriétés que l'on peut attendre naïvement de tels mécanismes: dépendance en énergie, section efficace différentielle, propriété de croisement s-u (signature) que l'on étudie en mesurant des réactions renversées de ligne ($K^-p \rightarrow pK^-$ et $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$), échange de naturalité déterminée dans la voie t (que l'on peut étudier en mesurant des matrices densités des produits de réaction), factorisation. Ce sont des propriétés naïves dans la mesure où probablement avec une complication suffisante, n'importe quel mécanisme peut décrire les résultats expérimentaux.

Il n'est même pas sûr que ces trois types d'explications soient vraiment différents. Nous verrons plus bas que l'on peut être conduit dans certains cas, à soupçonner une "dualité" entre les résonances de la voie directe et les doubles échanges [Veneziano 70]. On peut aussi remarquer [Feynman 69] que les mécanismes de double échange et le mécanisme d'échange d'un exotique ne sont pas très différents : si les forces entre les deux objets échangés sont suffisamment importantes, elles peuvent développer un pôle correspondant à l'échange d'une particule. Cependant à notre connaissance, tout ceci reste pour le moment purement spéculatif et aucun modèle n'a été proposé où de tels effets seraient illustrés.

3.2.2 Difficultés dues aux réflexions

Nous rencontrons une seconde difficulté au premier abord d'ordre phénoménologique, lors de la mesure de réactions quasi 2 corps. Par exemple, dans la réaction



mesure-t-on effectivement cette réaction ou la réflexion de structure dans le système $\pi\pi$ suivant le mécanisme schématisé dans la figure 23a?

i) Pour les réactions à 3 corps du type ci-dessus, Berger [Berger 69] a montré que le mécanisme schématisé avec échange de π pouvait simuler un échange interdit. La figure 23b donne pour le cas ci-dessus, le spectre de masse $\pi^- n$ obtenu dans son modèle sans

paramètre arbitraire (mais un certain nombre de suppositions).

Il s'agit en fait d'une réflexion du scattering vers l'arrière

$$\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^- \pi^+$$

qui est aussi une réaction interdite.

Cependant, la sous-énergie de ce système étant moins élevée que l'énergie totale dans le centre de masse de la réaction (1), un tel mécanisme va être dominant. Il est caractérisé par:

- des pentes vers l'avant importantes et augmentant fortement avec l'énergie. Ceci se comprend aisément (fig. 23c). Pour former une masse faible avec le p le π^+ doit être émis de plus en plus vers l'arrière à mesure que l'énergie augmente. Lorsque la masse du système $\pi^+ p$ augmente, la pente diminue.
- Les sections efficaces sont assez hautes et décroissent en s^{-2} (fig. 23d).
- La distribution angulaire de désintégration du pseudo Δ^- est fortement asymétrique puisqu'il s'agit essentiellement de la réflexion du scattering $\pi\pi$.

En fait, il semble que la largeur prédite par un tel mécanisme pour la résonance baryonique soit trop large. Il devient alors nécessaire de faire appel à un mécanisme d'interaction dans l'état final et l'on est ramené à un mécanisme de double échange (fig. 23e) où l'un des états intermédiaires est l'ensemble des 2π . La seule différence avec les processus à 2 corps serait alors qu'un tel pic réellement interdit et peu périphérique serait superposé à un fond fortement périphérique (encore que cette façon de parler soit probablement fortement criticable si l'on croit à des arguments duaux de type Chew-Pignotti [Chew-Pignotti]).

Cela ne veut pas dire qu'il ne soit pas intéressant d'étudier dans tels processus, la diffusion méson-méson. D'autre part, l'étude

des processus à 3 corps est peut-être même plus facile à faire dans un tel canal puisque peu d'échanges sont permis. Il semble par contre que l'interprétation en tant que processus exotique sera plus difficile à prouver. A cause des multiples ambiguïtés évoquées plus haut, l'utilisation de la formule donnée par Berger permettra tout au plus d'obtenir un ordre de grandeur de la section efficace du processus interdit. Les difficultés seront d'autant plus grandes que la résonance est plus large et que l'énergie est plus basse.

Il faut remarquer que pour les processus avec production de Ξ^* on est obligé d'avoir recours à l'interaction dans l'état final (fig. 24). L'explication devient très artificielle.

ii) Berger et Morrow [Berger - Morrow] ont étendu ce type d'argument à la réaction

$$pn \rightarrow \Delta^- \Delta^{++}.$$

Selon eux, il n'y aurait pas de production simultanée mais une superposition de

$$pn \rightarrow \Delta^- \pi^+ p$$

$$\text{et de } pn \rightarrow \pi^- n \Delta^{++}$$

(fig. 25a).

Un tel processus applicable aussi à $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^{*-} Y^{*-}$ est caractérisé:

- par de fortes pertes de la section efficace différentielles. De plus, comme les processus i), elles augmentent avec l'énergie

$$\frac{d\sigma}{dt'} \propto \exp (6.7 t') \quad 3.7 \text{ GeV/c}$$

$$\propto \exp (10 t') \quad 7 \text{ GeV/c}$$

$$\propto \exp (11 t') \quad 10 \text{ GeV/c}$$

- par des sections efficaces hautes décroissant en s^{-2} (fig. 25b)

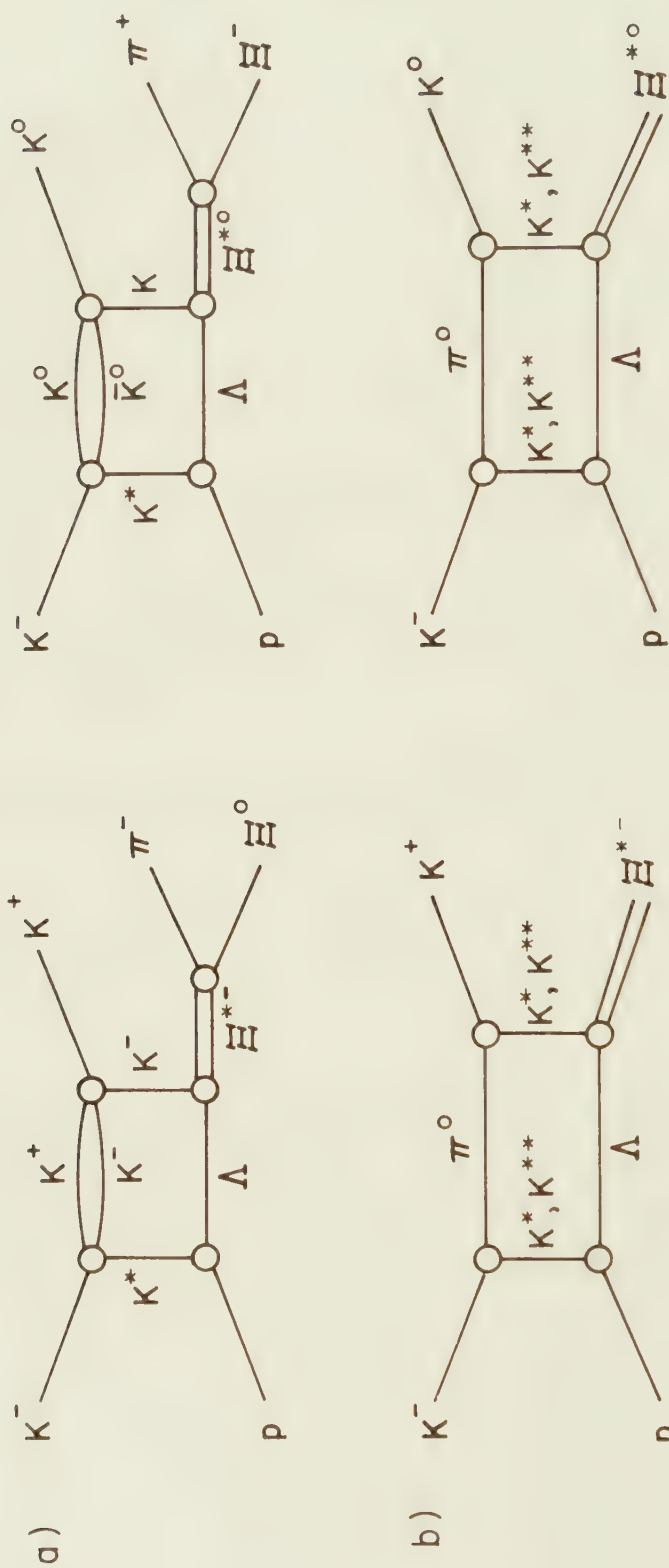


Fig. 24

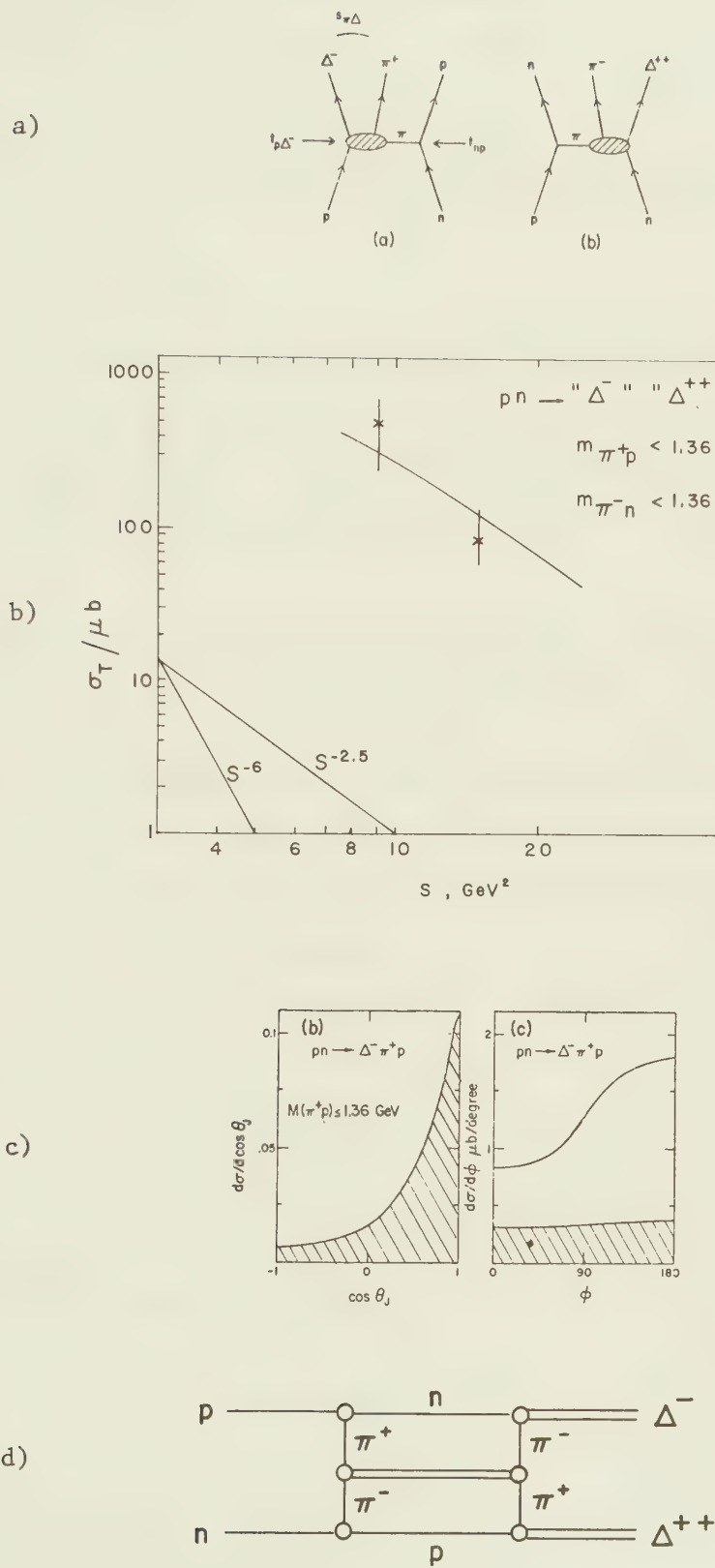


Fig. 25

- par une dissymétrie de l'angle de Jackson (fig. 25c).

Dans l'exemple ci-dessus, pour $m_{\pi^+\pi^-} < 1.36 \text{ GeV}/c$

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \begin{cases} e^{7t} & \text{à } 2 \text{ GeV}/c \\ e^{11t} & \text{à } 6 \text{ GeV}/c \end{cases}$$

Les auteurs de l'expérience [Yekutieli et al.] n'ont présenté pour le moment comme argument contre de tels mécanismes cinématiques que l'absence de corrélation entre les points semblant provenir de la formation de 2Δ et l'accumulation d'événements à faible masse $\Delta\pi$. Malheureusement, dans le modèle de Berger-Morrow cette corrélation est faible.

Avant de conclure, il faudrait donc une analyse plus détaillée tenant compte notamment du processus suggéré.

Néanmoins, la réaction interdite peut exister, générée par exemple par un modèle d'interaction dans l'état final. Comme dans le cas à 3 corps, ceci est en fait un modèle de coupure (fig. 25d).

De telles discussions peuvent être étendues à un plus grand nombre de particules dans l'état final [Berger-Morrow].

3.3 A-t-on besoin d'échange de particules exotiques ?

Ayant écarté les réactions avec Δ pour diverses raisons ($\gamma N \rightarrow \pi\Delta$ par 3.1.1, $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \Delta^-$, $\pi^+ n \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$, $pn \rightarrow \Delta^- \Delta^{++}$ par 3.2.2) il ne reste comme indication sûre d'échange exotique au-dessus de 5 GeV/c que les réactions

$$\begin{array}{ll} \bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma} \Sigma^- & [\text{Atherton et al.}] \\ \bar{K} p \rightarrow p K^- & [\text{Baglin et al.}] \\ \bar{p}p \rightarrow p\bar{p} & [\text{Baglin et al.}] . \end{array}$$

Cela permet-il de fixer le mécanisme en présence ? Evidemment non, mais on peut faire les remarques suivantes sur chacun des mécanismes proposés.

A. "Nécessité" d'échange exotique

Une seule indication existe à notre connaissance qui favoriserait un échange exotique :

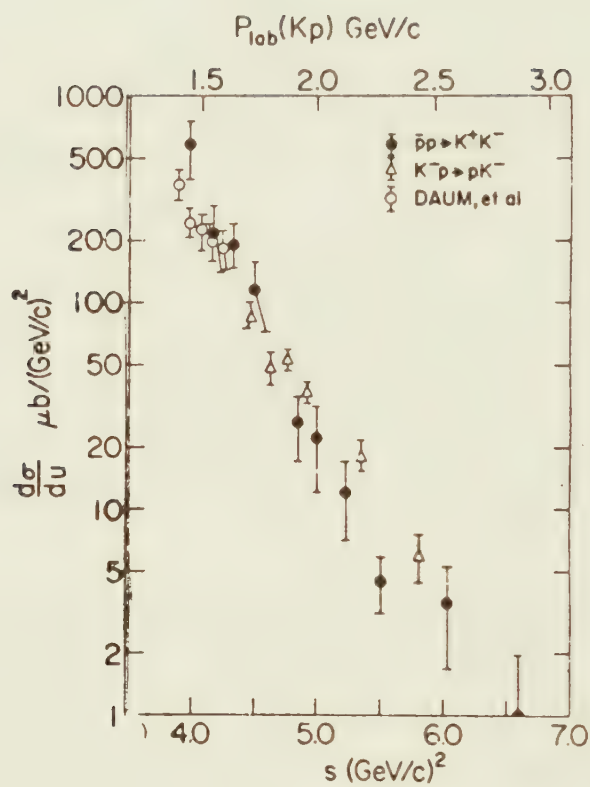
Il semble, [Barish 69] que les deux réactions croisées l'une de l'autre $K^- p \rightarrow p K^-$ et $\bar{p} p \rightarrow K^+ K^-$ soient égales entre 1.5 et 3 GeV/c (aux facteurs cinématiques près*) fig. 26. Ceci implique une signature bien déterminée ou l'absence de signature, qui naïvement est le signe d'un échange exotique. Cet effet semble encore vrai à 5 GeV/c [Baglin et al] (cf. fig. 22a).

La masse d'un tel Z^* peut être estimée avec les hypothèses d'usage (formules asymptotiques, pente canonique 1 GeV^2) : elle serait de $2.25 \text{ GeV}/c^2$ pour une particule de spin 1/2 et de $2.4 \text{ GeV}/c^2$ pour une particule de spin 3/2. Un Z^* de spin 3/2 et de masse $1.9 \text{ GeV}/c^2$ que pourraient indiquer les analyses en déphasage (voir plus haut) donnerait une dépendance en énergie en s^{-7} clairement incompatible avec les données, (cf. fig. 11).

De tels arguments, cependant, doivent être maniés avec précaution puisque le domaine d'énergie est assez bas (le point à 5.5 GeV/c est vraiment trop imprécis pour tirer une conclusion). De plus, certains [Quigg 70] pensent pour des raisons théoriques sur lesquelles nous reviendrons, que la symétrie de croisement expérimentale serait automatique dans le modèle de coupures (cf. C.).

* A basse énergie le choix d'un facteur cinématique est assez difficile à justifier rigoureusement puisque de toute façon la théorie de Regge n'est valable qu'à l'ordre $\frac{1}{s}$.

u fixé
S variable



S fixé
u variable

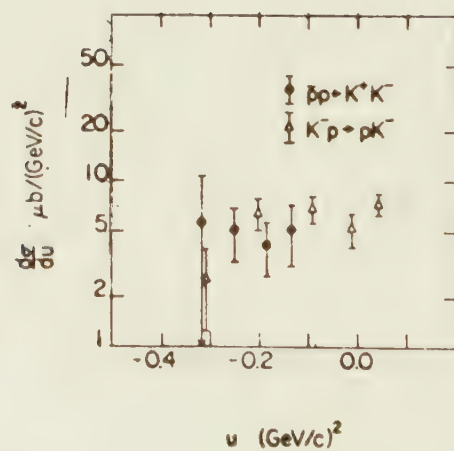


Fig. 26

$K^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \Lambda$ IN VENEZIANO MODEL

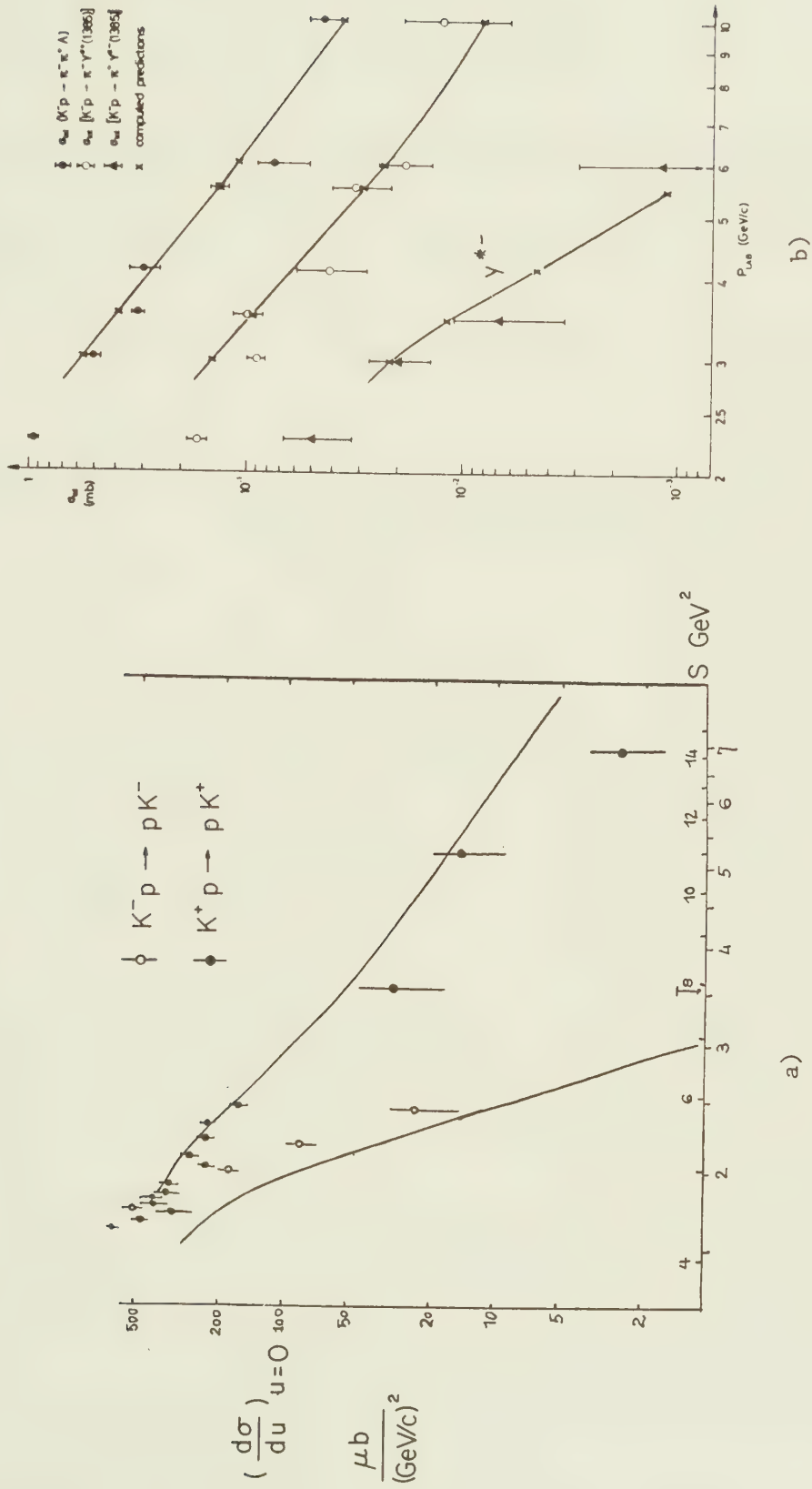


Fig. 27

B. Explication par les mécanismes de la voie directe

A basse énergie, des modèles sans échange exotique peuvent décrire la section efficace dans l'hémisphère interdit essentiellement comme queue des résonances de la voie directe. La figure 27 en donne 2 exemples, l'un avec un modèle de pôles de Regge absorbés [Meyers-Salin 69], l'autre avec un modèle à la Veneziano [Törnqvist et al.] De tels résultats, bien que très sensibles aux détails du modèle (forme des résonances ou de l'absorption), montrent bien qu'à basse énergie les données expérimentales peuvent être expliquées avec des mécanismes de ce type.

On peut aussi remarquer que de tels modèles peuvent décrire qualitativement la différence de section efficace entre

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow K^+ \Sigma^- \\ \text{et } K^- p &\rightarrow \pi^+ \Sigma^-. \end{aligned}$$

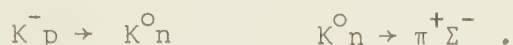
Dans le premier cas, on peut former dans la voie directe des nucléons de la série $N_\alpha - N_\gamma$ ($1/2^+$, $3/2^-$, $5/2^+$...) et $\Delta_\delta - N_\beta$ ($3/2^+$, $5/2^-$, $7/2^+$, ...). Expérimentalement, le rapport F/D de la première trajectoire est voisin de 1, ce qui est bien expliqué par la dégénérescence d'échange (voir par. 4) et donc elle se découple de l'état final $K^+ \Sigma^-$. Il ne reste que la deuxième trajectoire. Dans le deuxième cas, on forme des Λ et Σ des mêmes séries α , γ ($F/D \approx 1$.) et δ , β ($F/D \approx -1/3$) ce qui correspond respectivement au découplage de Σ de $\bar{K}N$ et du Λ de $\bar{K}N$. Mais pour chacune des trajectoires un Λ ou un Σ au moins est couplé. A ces effets s'ajoutent les barrières centrifuges favorables à la deuxième réaction. Malheureusement, il est difficile de rendre ces arguments vraiment quantitatifs, à cause de la mauvaise connaissance des résonances baryoniques hautes et des ambiguïtés de paramétrisation des résonances.

C. Indications en faveur du modèle de coupure

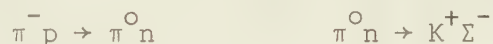
D'autre part, il nous semble qu'apparaissent quelques indications en faveur du modèle de coupure. Elles se fondent sur des arguments d'ordre de grandeur. En particulier :

a) La section efficace différentielle de $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^-$ (fig. 28) $K^- p \rightarrow p K^-$ et $\bar{p}p \rightarrow p \bar{p}$ (fig. 22a,b) semble bien décrite à haute énergie par des modèles de coupure (cf. Appendice A.II).

b) La différence d'ordre de grandeur dans la région d'impulsion de 3 GeV/c entre $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ et $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ est correctement décrite. La première réaction procéderait essentiellement par l'intermédiaire des réactions



La première réaction est décrite assez bien (par exemple [Sonderegger 69]) par l'échange d'un ρ et d'un A_2 dégénéré: il n'y a pas de "dip" et la pente de la section efficace différentielle est de l'ordre de 7 GeV^{-2} (*). Par contre, pour $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ dans la chaîne similaire de réaction



la réaction d'échange de charge procède par l'échange d'un ρ seul, il y a un "dip" et la pente de la section efficace est de l'ordre de 13 GeV^{-2} (*). Ceci déprime $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ par rapport à $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ d'autant plus que dans cette région d'énergie

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi^0 n \rightarrow K^+ \Sigma^-) \sim 1/3 \quad \frac{d\sigma}{dt} (K^0 n \rightarrow \pi^+ \Sigma^-)$$

(en supposant l'échange pur d'isospin 1/2 dans la voie t). La pente de la dernière réaction est 8. On arrive alors à un facteur 4 entre les deux réactions ce qui semble être l'ordre de grandeur expérimental.

Il convient cependant de vérifier que ceci n'est pas compensé par d'autres états intermédiaires. C'est ce que nous faisons en Appendice (A.II) Les résultats de nos calculs sont donnés figure 29 : la comparaison de $\frac{d\sigma}{dt} t \sim 0$ (intégré sur l'intervalle correct de $\cos \theta^*$) est encourageante (fig. 29a) ; les courbes pleines et pointillées correspondent à 2 approximations différentes décrites en appendice. Nous donnons (fig. 29b)

(*) En la supposant dominée par le retournement d'hélicité.

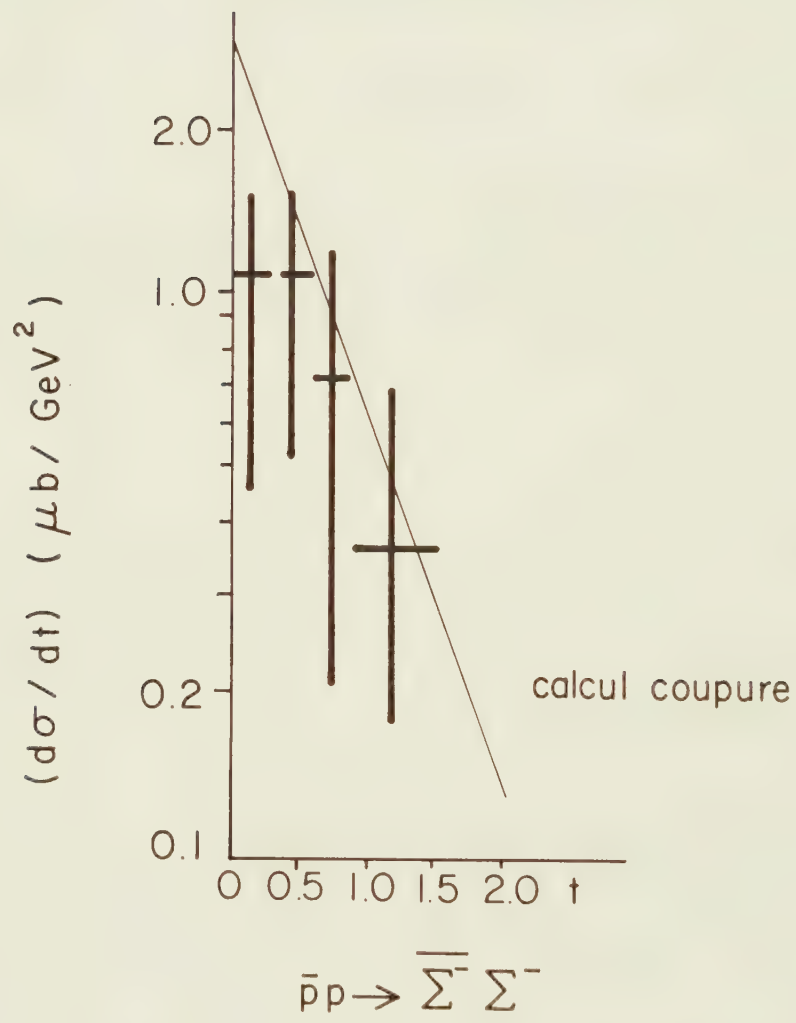


Fig. 28

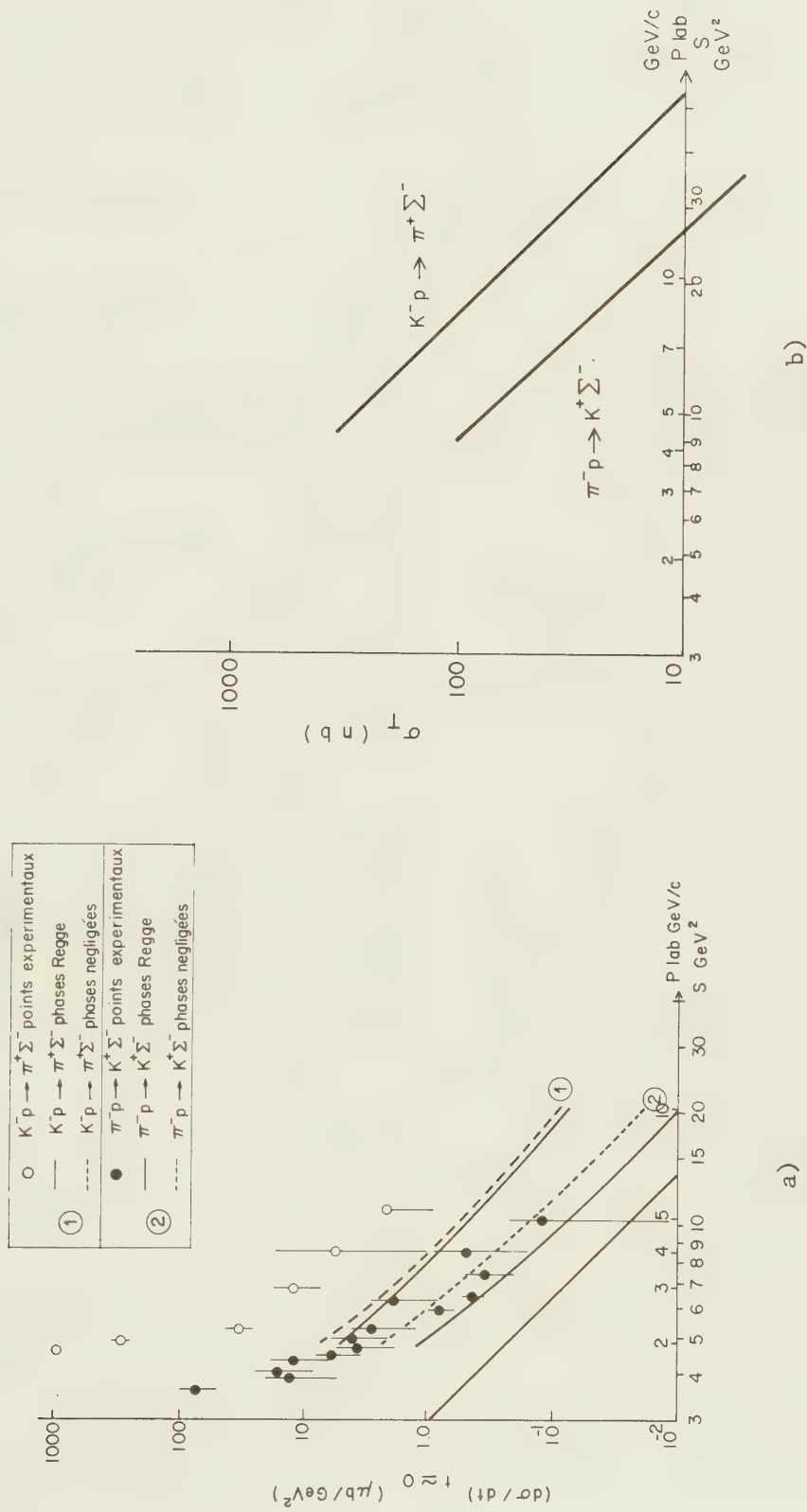


Fig. 29

nos prédictions pour les sections efficaces totales. On peut remarquer qu'à basse énergie (4 GeV/c) la dépendance en énergie est plus forte que celle que l'on attendrait normalement du fait du fort "shrinking" dans cette région des réactions d'échange d'hypercharge.

En considérant ces arguments, que nous pensons en faveur du modèle de coupures, il ne faut pas en oublier les limitations :

- Mauvaise connaissance des amplitudes de réaction à 2 corps
- Ambiguïtés sur les états intermédiaires. Nous sommes obligés de faire appel à SU3 pour fixer certains couplages et de négliger les états intermédiaires à plus de 2 corps.
- Approximation fondamentale de mettre les particules intermédiaires sur leur couche de masse.
- Violation du croisement : en effet, les théorèmes généraux exigent qu'asymptotiquement

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-) = \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-) \quad [\text{Logunov et al.}] .$$

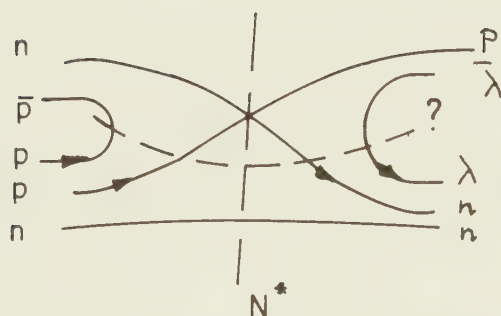
Dans nos calculs, nous n'avons considéré (fig. 29) qu'un type de graphe. Nous avons négligé les graphes croisés, parce que nous ne savions pas les calculer. Récemment, Quigg [Quigg 70], pour remédier à une telle violation, a proposé de prendre la moyenne des prédictions et notre argument tombe^(*). On peut objecter à une telle pratique, que l'égalité n'est requise qu'asymptotiquement. En l'adoptant, il reste à expliquer la différence observée expérimentalement.

3.4 Conclusion

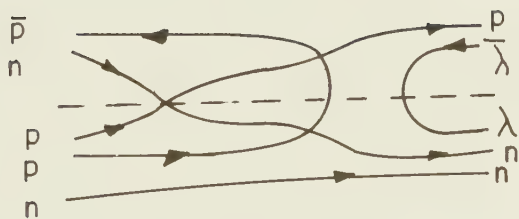
La situation théorique est donc assez confuse. Il n'est pas impossible en particulier, qu'il y ait "dualité" entre les résonances de la voie directe et les mécanismes de coupure. Ceci semble être indiqué, si nos raisonnements sont exacts, par la différence d'ordre de grandeur entre

$$\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^- \quad \text{et} \quad K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$$

(*) En fait, à énergie finie, sa prescription conduit à une légère différence entre les deux réactions [Quigg, Communication privée].



Résonances voie directe



Double échange

ou

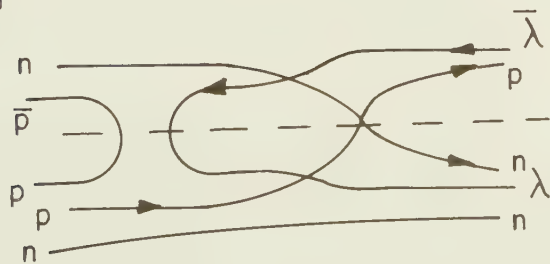


Fig. 30

à la fois présente à basse énergie où les résonances sont certainement dominantes et "prédites" à moyenne énergie par les coupures. Ce n'est cependant pas ce que suggèrent les diagrammes de dualité, s'il y a quelque sens à les dessiner (fig. 30).

Sur le plan expérimental, il n'y a aucune preuve d'échange de particules exotiques.

Par contre, il est maintenant incontestable qu'il existe des réactions correspondant à l'échange de nombres quantiques exotiques. Les amplitudes interdites pourraient être de l'ordre de 20 % des amplitudes permises à 5 GeV/c. Dans le schéma perturbatif ébauché en introduction il est donc du plus haut intérêt de comprendre les mécanismes impliqués.

Un premier test expérimental pourrait être de vérifier la description par les mécanismes de coupure. Il consisterait à vérifier au-dessus de 5 GeV/c :

- La dépendance en énergie de processus interdit à 2 corps
- L'ordre de grandeur de processus caractérisé par la dominance probable d'un seul état intermédiaire, par exemple

$$K^- p \rightarrow p K^- \quad \text{et} \quad \bar{p} p \rightarrow K^+ K^-$$

- La différence d'ordre de grandeur de certaines réactions comme

$$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+ \quad \text{et} \quad \pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$$

Deux expériences de ce type ont été proposées au CERN^(*)

Ces tests malheureusement ne pourront être que des tests assez grossiers dans la mesure où l'on connaît mal expérimentalement les réactions intermédiaires (en particulier les rapports et phases relatifs des amplitudes d'hélicité). La théorie des coupures cependant, ne peut que bénéficier de telles mesures.

(*) Collaboration Saclay-CERN-Orsay à laquelle l'auteur participe et Orsay (IPN). Il nous semble important de mesurer π^- et K^- simultanément.

4. COHERENCE DU MODELE GENERAL

4.1 Introduction de la factorisation et de SU3

D'après l'une des hypothèses de la dégénérescence d'échange les forces d'échange sont dues à des pôles de Regge. L'unitarité impose alors la factorisation des résidus. D'autre part, il est naturel d'utiliser la symétrie SU3, non seulement comme nous l'avons fait jusqu'ici pour définir l'exotisme, mais pour relier les diverses réactions les unes aux autres. La question se pose alors de la cohérence de l'ensemble. Ceci va nous permettre d'étendre la notion d'exotisme.

La méthode utilisée pour de telles études est simple [Mandula et al. 70]. Il s'agit d'exprimer que les contributions des pôles de Regge présents dans la voie t , à la partie imaginaire des amplitudes s'éliminent pour les canaux s ou u exotiques. Si X_{st} est la matrice de croisement de SU3, a et b des labels de représentation de SU3, schématiquement

$$\sum_b X_{st}^{ab} \text{Im (contribution de Regge pôles dans la représentation } b \text{ de la voie } t) = 0$$

dès que a est une représentation exotique. En absorbant $\sin \pi \alpha$ dans le résidu β_k des pôles de Regge appartenant à la représentation b :

$$\sum_b X_{st}^{ab} \sum_{k \in b} \beta_k^b(t) s_k^{\alpha_k}(t) = 0 \quad (a \text{ exotique}) .$$

De même si τ_k est la signature du pôle k on a de même, si la représentation c est exotique dans le canal u

$$\sum_{ut} X_{ut}^{cb} \sum_{k \in b} \tau_k \beta_k^b(t) u_k^{\alpha_k}(t) = 0$$

Ceci impose bien sûr que deux au moins des trajectoires aient la même dépendance en énergie. En se limitant à ces trajectoires

$$\sum_b (X_{st})^{ab} \sum_{k \in b} \beta_k^b(t) = 0$$

α_k identique

si a est exotique dans le canal s .

$$\sum_c (X_{ut})^{cb} \sum_{k \in b} \tau_k \beta_k^b(t) = 0$$

α_k identiques .

La factorisation enfin, permet d'écrire les β comme produit de deux termes γ dépendant uniquement du pôle de Regge et de l'état initial i ou final f de la voie t

$$\beta_k = \gamma_{ki} \gamma_{kf} .$$

Ceci permet d'écrire les systèmes

$$\sum_{\substack{b \text{ couplé à } i \\ j}} (X_{st})^{ab} \sum_{\substack{k \in b \\ \alpha_k \text{ identiques}}} \gamma_{ki} \gamma_{kf} = 0$$

$$\sum_{\substack{b \text{ couple a } i \\ j}} (X_{ut})^{cb} \sum_{\substack{k \in b \\ \alpha_k \text{ identiques}}} \tau_k \gamma_{ki} \gamma_{kf} = 0$$

pour a exotique dans la voie s

c exotique dans la voie u .

Le jeu consiste alors à trouver les ensembles les plus simples de solutions à de tel système.

4.2 Les trajectoires baryoniques

Nous résumons d'abord les résultats obtenus pour les trajectoires baryoniques, en portant notre attention sur les découplages que l'absence d'exotiques implique. Il convient de noter cependant que ces implications ne sont pas très strictes dans la mesure où elles dépendent du jeu de solutions choisies, et que ce choix lui-même repose sur des arguments de simplicité ou d'analogie avec les résultats expérimentaux.

4.2.1 Symétrie SU3 exacte

On considère les réactions - méson + baryon $\rightarrow$ baryon + méson - et les réactions d'annihilation - baryon + antibaryon $\rightarrow$ méson + méson -.

Les solutions les plus simples [Capps 69, Mandula et al 69, Barger - Michael 69] sont les suivantes:

- 1) Un octet (8) dégénéré avec un nonet (8 + 1)

Symboliquement

$$8_1 \leftrightarrow 8_1 + 1$$

où l'indice donne le rapport F/D du couplage du baryon échangé au baryon et au méson des lignes extérieures.

- 2) Un octet et un décuplet dégénéré avec un octet avec deux solutions pour le rapport F/D

$$8_\infty + 10 \leftrightarrow 8_0$$

$$\text{et } 8_{-\frac{1}{3}} + 10 \leftrightarrow 8_{-\frac{1}{3}}$$

(On peut construire [Mandula et al. 70] des ensembles plus compliqués dont ces solutions sont des cas particuliers; par exemple:

$$\begin{array}{l} 8 + 1 \leftrightarrow 8 + 1 \\ \text{et } 8 + 1 \leftrightarrow 8 + 10 \end{array} \quad \Bigg)$$

On identifie la première solution avec la trajectoire des nucléons

$$N_\alpha \ 8_1 \ (1/2^+, 5/2^+ \dots) \text{dégénérée avec celle des}$$

$$N_\gamma \ (1520) \text{ et des } \Lambda \ (1520) \ (3/2^-, 7/2^-, \dots).$$

Pour le $\Delta(1236)$ on choisit généralement la solution

$$8 - \frac{1}{3} + 10 \quad (3/2^+, 7/2^+ \dots) \text{dégénérée avec celle de l'octet}$$

$$N_\beta (1520) \text{ et du singlet } \Lambda (1520) \quad (3/2^-, 7/2^-, \dots).$$

La difficulté avec un tel choix est la présence d'un octet $3/2^+$ aux alentours du 1236, qui n'a pas été vu; ceci ne semble cependant pas très grave, car il serait 16 fois moins couplé au canal $N\pi$ que le Δ et donc très difficile à mettre en évidence. La solution avec $F/D = -1/3$ au lieu de $F/D = 0$ est choisie parce que le rapport F/D expérimental est -0.2 .

La table VI résume les découplages attendus et les informations expérimentales à ce sujet. La situation expérimentale est décrite au moins qualitativement.

4.2.2 Cassure de SU3 et de la dualité

i) Une première cassure de SU3 vient de la différence des masses réelles. Nous aimerions ainsi permettre la séparation des trajectoires tout en gardant les relations entre résidus, prédites par SU3. La figure 31 montre le spectre réel. Il faut noter, que dans cette hypothèse, les Λ et Σ devraient rester dégénérés. Par contre, pour $F/D = 1$, les échanges de nucléons $N_\alpha N_\gamma$ ou de Ξ_α, Ξ_γ sont découplés de tous les canaux exotiques. La dualité n'impose de contraintes sur eux que dans l'hypothèse de symétrie SU3 exacte (trajectoires comprises). On explique ainsi [Barger - Michael 69] le peu d'exactitude de la dégénérescence d'échange pour les trajectoires N_α et N_γ .

ii) Cependant, si l'on veut expliquer la séparation des Λ et Σ il faut casser la dégénérescence d'échange et/ou SU3.

En effet, l'absence de Z^* dans le canal direct des réactions



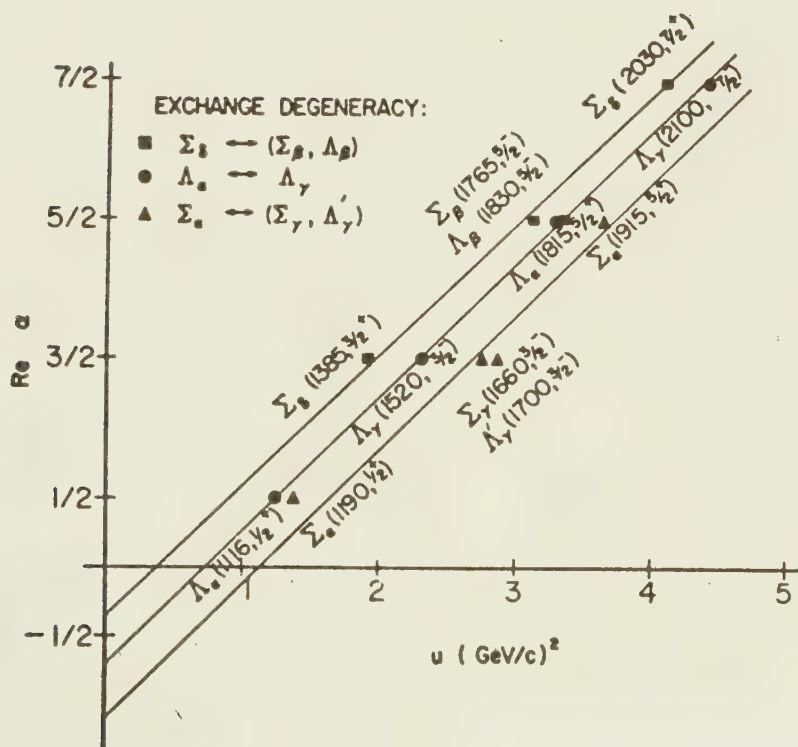
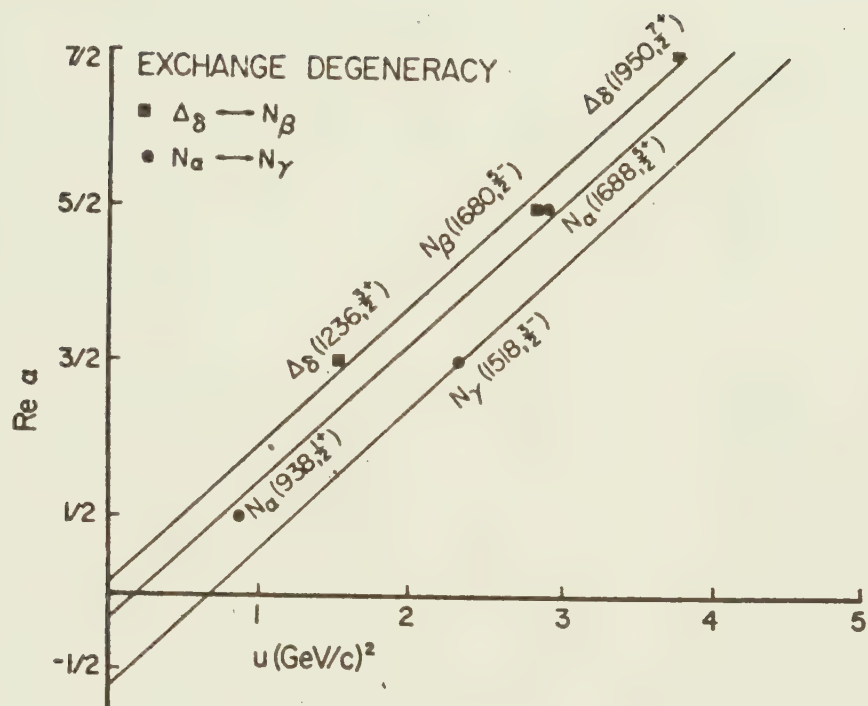


Fig. 31

Table VI

Octet	F/D Théorique	Désintégration interdite	Rapport de branchement*	F/D expérimental **
$5/2^-$	$-\frac{1}{3}$	$\Lambda (1830) \not\rightarrow \bar{N}\bar{K}$ $\Xi \not\rightarrow \pi$	10 %	- .2
$1/2^+$	1	$\Sigma \not\rightarrow \bar{N}\bar{K}$ $\Xi \not\rightarrow \pi$	$2^*_{\Sigma \times \bar{K}}$	.6 $\rightarrow$ 1
$5/2^+$	1	$\Sigma (1910) \not\rightarrow \bar{N}\bar{K}$ $\Xi^* \not\rightarrow \pi$	11 %	1.2

* [Particle Data Group]

** [Armenteros et al.]

impose la dégénérescence des Λ et des Σ séparément, alors que les canaux $\pi\Sigma \rightarrow \pi\Sigma$ imposent la dégénérescence des Λ avec les Σ .

Pour résoudre ce problème avec une simple cassure de SU3 au niveau des résidus, il faudrait découpler les Λ et Σ du canal $\pi\Sigma$, ce qui ne paraît pas, au moins pour les Λ , en accord qualitatif avec l'expérience ($\frac{\Lambda(1520) \rightarrow \pi\Sigma}{\Lambda(1520) \rightarrow \text{total}} = 40\%$!).

Il est donc très probable que la dégénérescence d'échange soit elle-même brisée. Ceci n'est pas très étonnant, au moins pour trois raisons:

- Les trajectoires baryoniques sont basses et pour que la dégénérescence d'échange soit maintenue, il faut que les éventuelles contributions exotiques décroissent plus vite que $s^{-3.5}$.
- La diffusion vers l'arrière présente des problèmes particuliers: l'échange d'une naturalité définie est impossible et il est nécessaire de faire appel, soit à la conspiration de trajectoires symétriques de Mac Dowell [Ader et al. 69], soit à la contribution de coupures [Carlitz et al. 70].

La solution présentée plus haut est compatible avec la première solution, mais suppose la suppression artificielle de certains états n'existant pas dans la nature ($\frac{1}{2}^-$ en particulier). Peut-être la contribution de coupures est-elle appréciable et brise sévèrement la dégénérescence d'échange.

- Les tests dont nous avons parlé sont faits dans la région des $t > 0$. Nous avons utilisé l'extrapolation des trajectoires avec les incertitudes qu'elle comporte (cf. par. I).

4.3 Trajectoires mésoniques

4.3.1 Symétrie SU3 exacte

En procédant comme plus haut avec les réactions

$$P + P \rightarrow P + P$$

et $P + V \rightarrow V + P$

où P représente un méson pseudoscalaire et V un méson vectoriel, on prédit [Chiu, Finkelstein 68] le groupement des trajectoires de parité naturelle en nonets de mesons vecteurs et tenseurs dégénérés

$$1_T + 8_T \leftrightarrow 1_V + 8_V$$

On prédit de plus des dégénérescences des trajectoires de parité non-naturelle mais nous avons vu (par. I) que ces prédictions ont peu de chance d'être satisfaites car ces trajectoires sont basses et $\sin \pi\alpha$ est pratiquement nul dans la région de $t = 0$.

De même l'étude des canaux $P + B \rightarrow P + B$ (où B est un baryon) conduit à égalité des rapports F/D entre les trajectoires vectorielles et les trajectoires tensorielles.

4.3.2 Cassure de SU3

i) Si l'on casse SU3 au niveau des trajectoires, en permettant un mélange entre singlet et octet on obtient alors [Chiu, Finkelstein 68] les angles "magiques" de mélange du modèle des quarks

$$\begin{aligned} \phi &= \frac{(\sqrt{2} \phi_8 - \omega_1)}{\sqrt{3}} & f' &= \frac{(\sqrt{2} f_8 - f'_1)}{\sqrt{3}} \\ \omega &= \frac{(\phi_8 + \sqrt{2} \omega_1)}{\sqrt{3}} & f^0 &= \frac{(f_8 + \sqrt{2} f'_1)}{\sqrt{3}} \end{aligned}$$

ce qui est équivalent aux découplages

$$\begin{aligned}\phi & \not\rightarrow \pi p \\ f' & \not\rightarrow \pi \pi .\end{aligned}$$

La situation expérimentale pour le ϕ a été résumée récemment par [Barger et Cline 70] et nous reproduisons une de leurs tables dans la table VII. Il semble effectivement que le ϕ soit fort peu couplé à $\pi\pi$.

Quand au f' une limite supérieure de 14 % a été fixée sur son rapport de branchement en $\pi\pi$ [Particle Data Group 70].

ii) Nous connaissons les vertex méson - méson - méson et baryon antibaryon méson. Par factorisation on peut reconstruire la diffusion baryon-baryon. Les conditions obtenues jusqu'à présent ne sont pas suffisantes pour supprimer toutes les parties imaginaires dans les canaux de nombre baryonique 2.

Si l'on continue à limiter la cassure de SU3 aux seules trajectoires, une condition suffisante [Chiu - Finkelstein 68] et nécessaire [Rosner - Rebbi - Slansky 69] pour supprimer ces parties imaginaires, est que

$$\begin{aligned}\phi & \not\rightarrow N\bar{N} \\ f' & \not\rightarrow N\bar{N}\end{aligned}$$

ou de façon équivalente, que les rapports F/D pour les vecteurs et les tenseurs soient égaux.

On ne connaît rien expérimentalement sur le couplage du f' . La table VII résume la situation expérimentale pour le ϕ .

Table VII
Indications du découplage du ϕ des hadrons non-étrange
(d'après [Barger - Cline 70])

	Reactions		Rapport de sections efficaces $\frac{\omega}{\phi}$ (où des constantes de couplage)	Remarques
$\phi \not\rightarrow f\pi$	$\phi \rightarrow \rho\pi$	désintégrations	~ 600	Déduit de $\phi \rightarrow \rho\pi$
	$\pi^+ p \rightarrow (\phi, \omega)\Delta^+$	$ t $ petit	~ 600	3.9 GeV/c échange de ρ
	$\pi^- p \rightarrow (\phi, \omega)n$	$ t $ petit	30 - 60	1.5 - 4 GeV/c échange de ρ ou N^* dans la voie directe
$\phi \not\rightarrow \bar{N}N$	$K^- p \rightarrow \Lambda(\phi, \omega)$	$ u $ petit	> 20	2 - 5 GeV/c Echange $N\alpha - N\gamma$
	$\pi^+ n \rightarrow p(\phi, \omega)$	$ u $ petit	> 20	$N\alpha - N\gamma$ dans la voie u ou N^* dans la voie directe

Les références aux données expérimentales peuvent être trouvées dans l'article de Barger - Cline

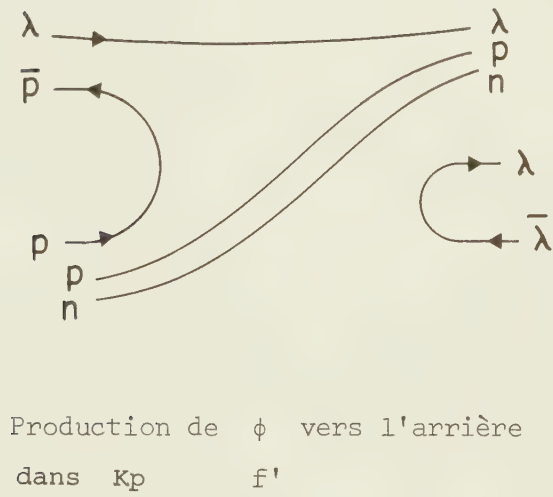
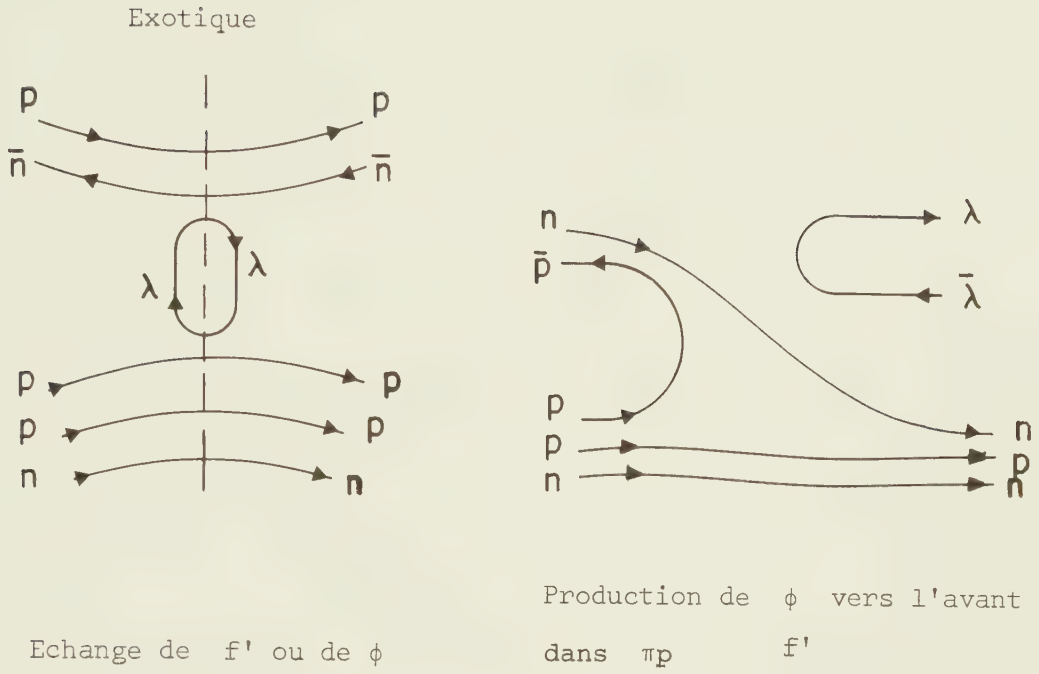
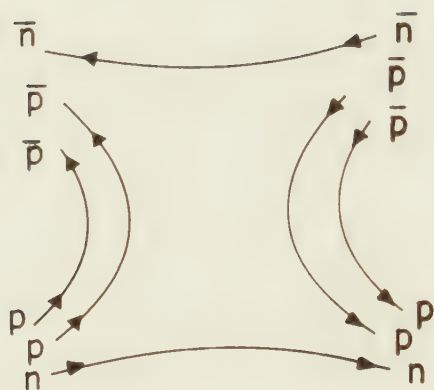
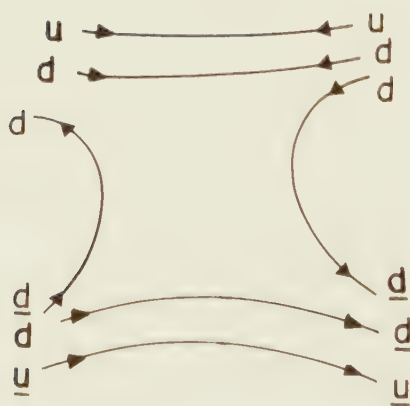


Fig. 32



Exotique dans canal s.
 Amplitude ayant une
 partie imaginaire
 non nulle.



Non exotique dans canal s,
 mais exotique dans canal t.

Fig. 33

iii) Les contraintes imposées par ce modèle rassemblant la dégénérescence d'échange, SU3 brisé au niveau des trajectoires et la factorisation, peuvent être resumées par les diagrammes de dualité [Rosner 69] [Harari 69]. C'est le découplage du f' et du ϕ des hadrons non-étranges qui impose la connection des lignes de "quarks" et interdit des diagrammes tels que ceux dessinés fig. 32.

4.4 La "catastrophe" baryon - antibaryon

4.4.1 Position du problème

Nous avons soigneusement évité de faire intervenir dans nos considérations précédentes sur les trajectoires mésoniques les contraintes apportées par les canaux baryon - antibaryons.

En effet il est bien connu qu'ils soulèvent des difficultés: on ne peut pas par exemple tracer de diagramme de dualité qui ne fournissent pas de partie imaginaire dans les canaux exotiques (fig. 33).

La façon la plus simple de cerner le problème est d'étudier les réactions [par exemple Lipkin 70]



La première réaction est exotique dans le canal s ($I_s = 2$) et u ($B = 2$). Il n'y a pas de poméron échangé (échange de charge). D'après les hypothèses de la dégénérescence d'échange les seules particules échangées sont d'isospin 1. Les deux règles de sommes d'énergie finie que l'on peut écrire montrent, que les amplitudes de signature + et de signature - doivent s'annuler séparément. Il y a donc découplage du f et du A_2 de $\Delta\bar{\Delta}$, $p\bar{\Delta}$ et $\Xi\bar{\Xi}$. (Des arguments similaires peuvent être employés pour les 2 autres réactions).

La dégénérescence d'échange impose donc des découplages inattendus et l'on ne peut rejeter la responsabilité de ces découplages ainsi que les exemples ci-dessus le montrent :

- ni sur l'ansatz de Harari (Rôle spécial du Poméron)
- ni sur SU3
- ni sur la factorisation [Kugler 70]

On ne peut pas non plus spéculer sur le caractère approché de la dualité pour les canaux baryon-antibaryon [Mandula - al 70] , puisque en partant des canaux méson-méson et méson-baryon et en découplant le ϕ et le f' de $N\bar{N}$ on retrouve par factorisation des parties imaginaires dans les canaux baryon-antibaryon exotiques [Rosner - Rebbi - Slansky 69].

Deux voies restent ouvertes :

- Accepter les découplages, quitte à admettre des corrections par des "termes d'ordre supérieur".
- Remettre totalement en cause la dégénérescence d'échange comme n'étant pas une théorie cohérente avec SU3 et la factorisation. C'est en ce sens que l'on pourrait parler de la "catastrophe $B\bar{B}$ ". Des exotiques devraient nécessairement être couplés au canal $B\bar{B}$ [Rosner 68], [Lipkin 69].

4.4.2 Les découplages prédits par la dégénérescence d'échange sont-ils vraiment contraires à l'expérience ?

i) Considérons d'abord le cas où le baryon et l'antibaryon appartiennent tous deux à un octet. Le découplage à la limite de symétrie exacte SU3 est évitée pour les résidus à condition que D/F soit égal à 1.

Expérimentalement pour l'amplitude de non-retournement d'hélicité*

$$\left(\frac{D}{F}\right)_{++} \simeq -0.25 \pm 0.1 \quad [\text{Michael 70}] \quad \text{à } t \simeq 0$$

et pour le retournement d'hélicité

$$\left(\frac{D}{F}\right)_{+-} \simeq 3. \pm 1.$$

Il est donc nécessaire d'invoquer des corrections importantes (cassure de SU3, coupures).

ii) Si l'on considère maintenant les vertex $p\Delta$ et $\Delta\Delta$ il n'y a pas d'autre solution que de découpler totalement toutes les trajectoires élevées [Kugler 70].

La dépendance en énergie de processus où l'échange de π est interdit comme



indique clairement que le ρ et le A_2 se couplent à $p\Delta$. Les sections efficaces différentielles sont assez voisines de celles des réactions similaires avec production d'un proton (fig. 34) [Purdoue]. Lorsqu'on peut échanger le π (par exemple $p p \rightarrow \Delta n$), celui-ci est dominant jusqu'à assez haute énergie (fig. 35).

D'autre part, les réactions avec échange d'hypercharge présentent des caractéristiques très différentes suivant que l'on produit un Y_{1385}^* ou un membre de l'octet fondamental (fig. 36).

* L'erreur ne doit pas être interprétée en termes statistiques, mais n'est donnée que pour donner une idée de la dispersion à laquelle conduisent les différentes méthodes.

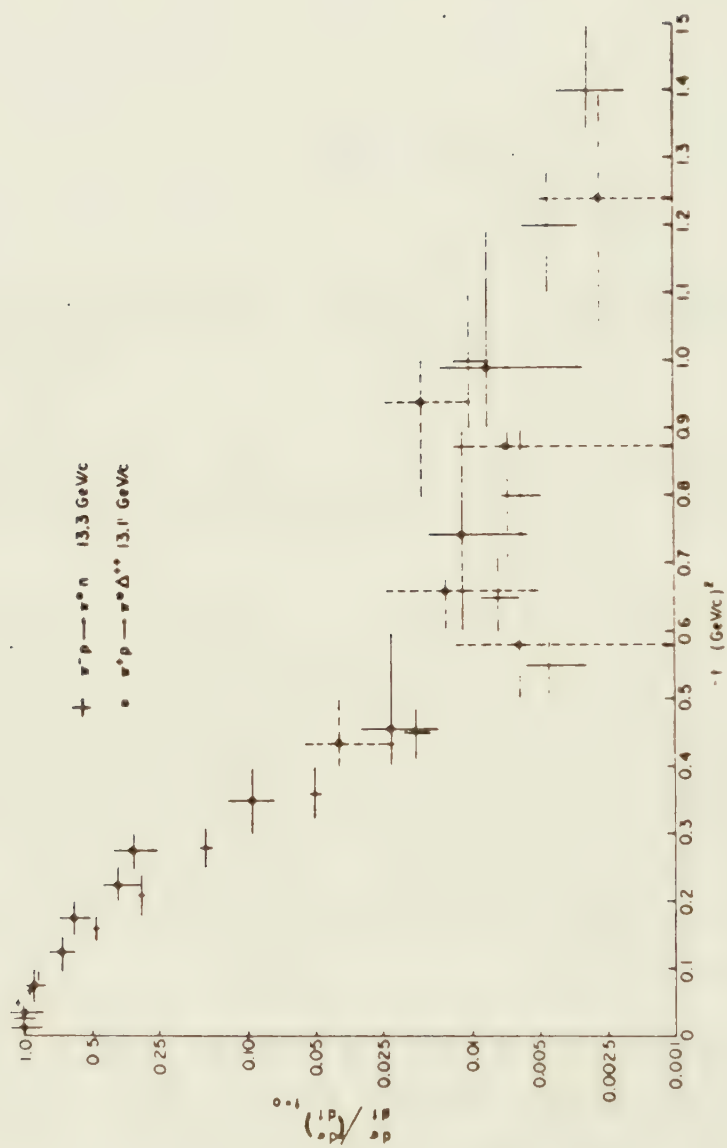


Fig. 34

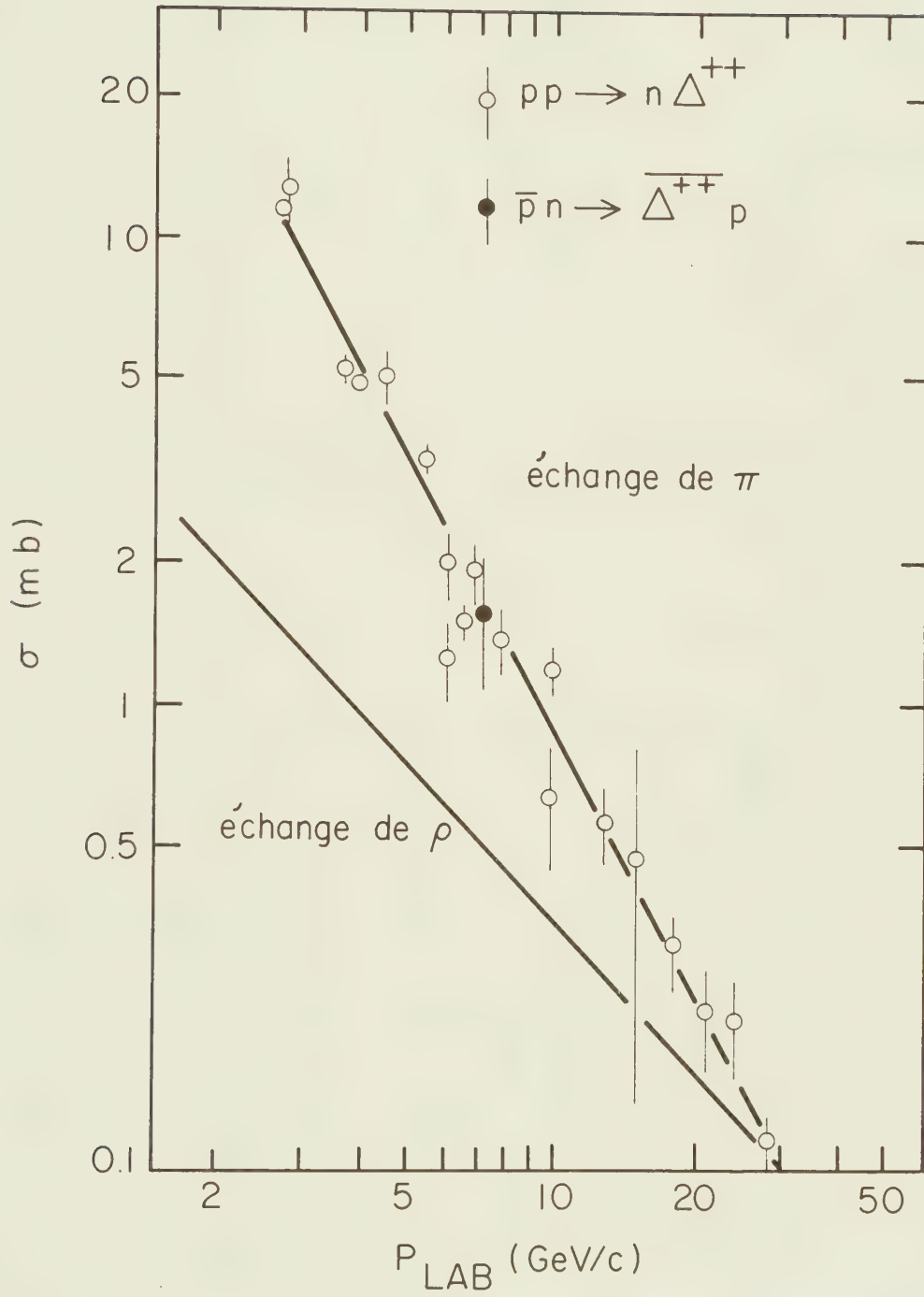


Fig. 35

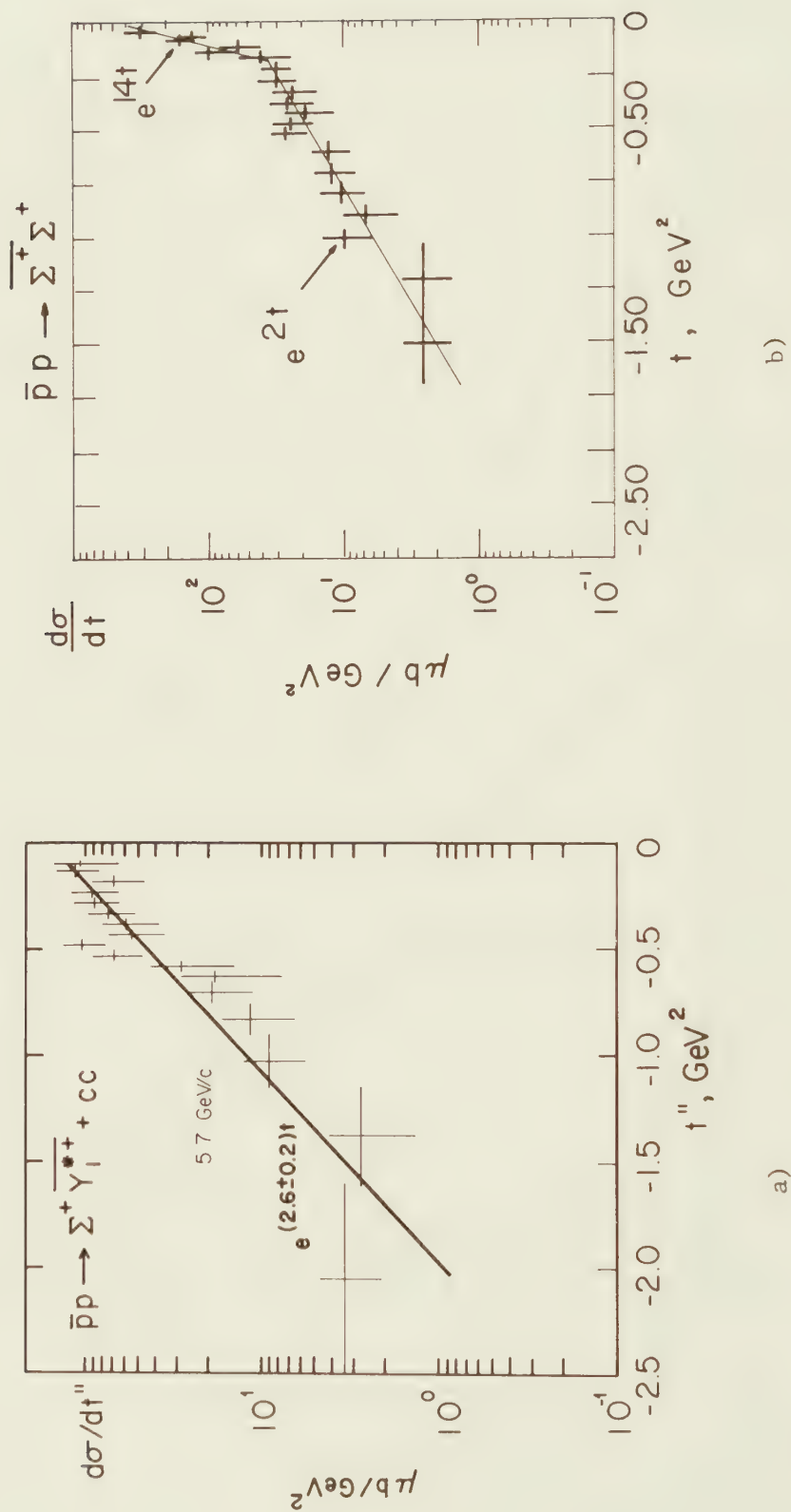


Fig. 36

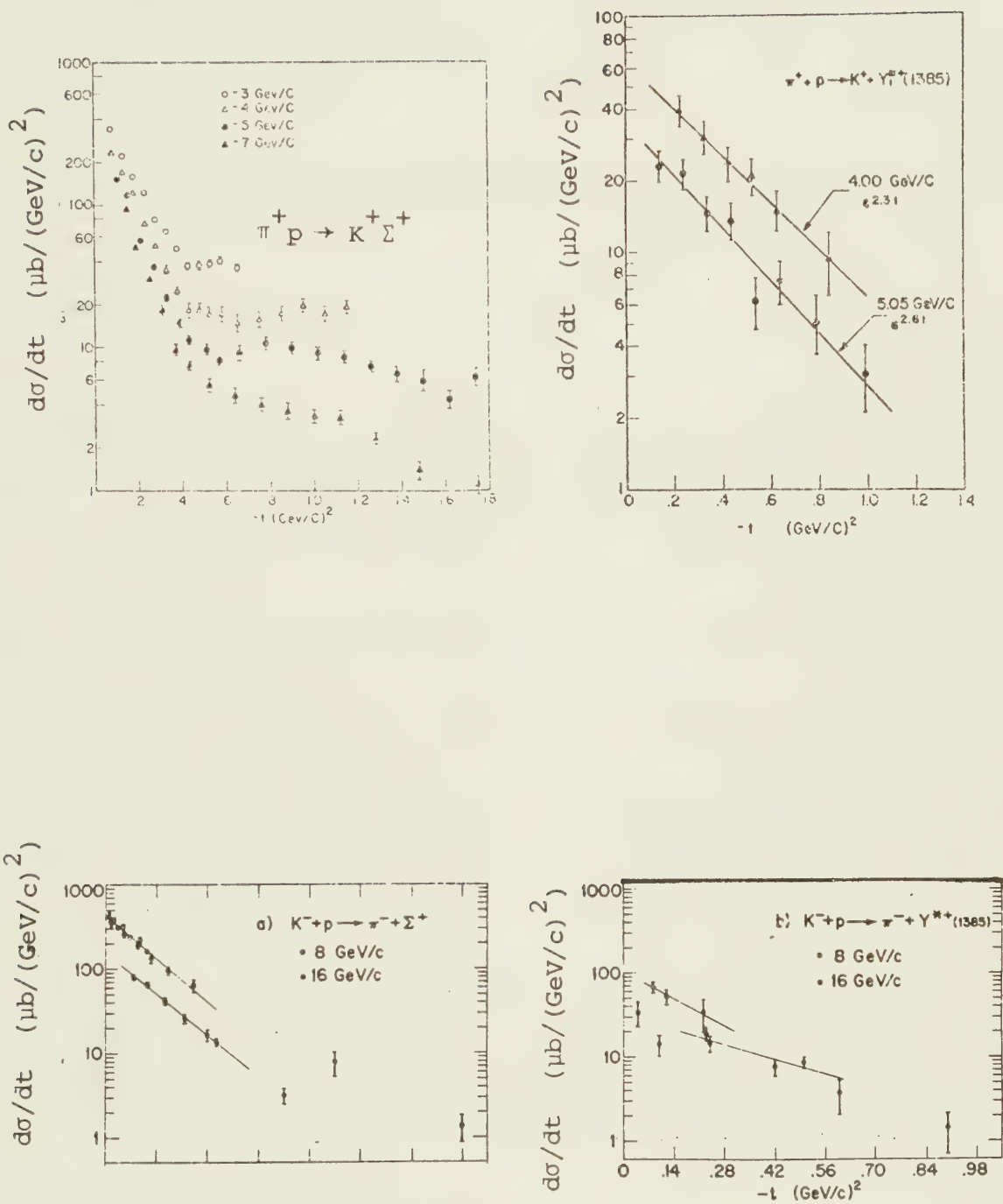


Fig. 36 suite

Cela indique-t-il une suppression relative des échanges des trajectoires hautes lorsqu'elles sont couplées à $\bar{p}\Delta$, $\bar{p}Y^*$ ou cela n'est-il que la conséquence pour les trajectoires de parité naturelle du découplage vers l'avant prédit par le modèle des quarks^(*) ? Cela a-t-il une relation avec le problème soulevé ?

4.4.3 Cassure de la dégénérescence d'échange dans le cas de baryon-antibaryon

Ce qui est clair, en tous cas, c'est qu'il faut des mécanismes puissants de cassure !

i) Rosner [Rosner 69], lorsqu'il a découvert ce problème, a proposé d'introduire des exotiques couplés spécialement aux canaux baryon-antibaryon. Rejeter la faute sur les canaux baryon-baryon [Roy - Suzuki 69] n'est pas suffisant [Rosner - et al. 69].

Cette suggestion a été reprise sous une forme ou sous une autre par différents auteurs (par exemple [Kugler 70], [Lipkin 69]). Ces contributions exotiques ne sont pas forcément résonantes. Les arguments invoqués reposent sur le caractère particulier que peut présenter le canal d'annihilation ou sur la masse des particules externes. En particulier le canal $\bar{p}p$ n'est pas fortement couplé^(**) à la série principale des résonances dans la voie directe et les contributions exotiques peuvent être proportionnellement plus importantes. La trajectoire de Regge des exotiques nécessaires (si ces états sont résonants) ne peut, néanmoins, pas être très basse [Mandula - al 69] : s'ils n'apparaissaient qu'à très haute masse, il y aurait une région assez grande pour laquelle les hypothèses de la dégénérescence d'échange seraient valides et les conséquences prédites seraient assez bien vérifiées.

* le fait est bien connu pour $MB \rightarrow MB^*$ (voir [Bialas Kotanski 69])

et est aussi vrai pour $BB \rightarrow \begin{matrix} B^* \\ B \end{matrix} B$ [Wiener 70].

** le moment angulaire disponible n'est pas assez haut.

ii) Les autres mécanismes invoqués font appel à des coupures [Pinsky 68].

Ceci, non seulement, casse la factorisation et $SU_3^{(*)}$, mais introduit des parties imaginaires dans les canaux exotiques. Au lieu de limiter la cassure de la dégénérescence d'échange au canal baryon - antibaryon, tous les canaux seraient touchés. D'autre part ces cassures seraient différentes pour les différentes amplitudes de spin et les rapports F/D obtenus seraient différents. A notre connaissance il n'y a eu aucun essai pour vérifier qu'un tel schéma (du second ordre) est possible sans introduire des coupures monstrueuses.

4.5 Conclusion

L'introduction de SU_3 et de la factorisation est donc un outil théorique puissant. Trop puissant même puisqu'il conduit à:

- x la prédiction d'un octet $3/2^+$ inconnu
- x un rapport F/D des couplages $\rho N\bar{N}$ incompatible avec l'expérience
- x un découplage des trajectoires principales des membres du décuplet. $3/2^+$

Il faut donc forcément casser la dégénérescence d'échange.

Quelques informations expérimentales seraient très précieuses:

- x La mesure de la dépendance en énergie de la section efficace des hypérons

$$\sigma_T (\Sigma^- p) \text{ ou } \sigma_T (\Lambda p)$$

(Un faisceau d'hypérons négatifs est en construction au CERN et à Brookhaven)

(*) Le "poméron effectif" qui intervient dans le calcul des coupures n'est pas forcément un singlet de SU_3 (voir chapitre suivant).

- x Une meilleure connaissance expérimentale des réactions avec production de décuplet. En particulier, les réactions avec Y^* (1385)

$$K^- p \rightarrow \pi^- Y^* (1385)$$

$$\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^* (1385)$$

$$\text{et } \bar{p} p \rightarrow \Lambda \begin{matrix} Y^* \\ \Sigma \end{matrix} (1385)$$

avec dans les deux premiers cas la mesure individuelle des amplitudes d'hélicité (expérience proposée dans le Ω).

- x Une spectroscopie plus précise avec en particulier les Ξ^* , qui manquent presque totalement.

APPENDICE A.I

Mesure de l'interférence entre une amplitude permise et une amplitude exotique.

1. Principe de la méthode

On mesure deux réactions 1 et 2, qui sont des combinaisons linéaires différentes d'une amplitude permise et d'une amplitude interdite. Les deux amplitudes sont de la forme

$$f_1 = a_1 f_{\text{permis}} + b_1 f_{\text{interdit}}$$

$$f_2 = a_2 f_{\text{permis}} + b_2 f_{\text{interdit}} \quad (a_i, b_i \text{ réels})$$

$$\text{En négligeant } |f_{\text{interdit}}|^2$$

$$\frac{d\sigma}{dt}_1 \propto a_1^2 |f_{\text{permis}}|^2 + 2a_1b_1 \operatorname{Re}(f_{\text{permis}} f_{\text{interdit}}^*)$$

$$\frac{d\sigma}{dt}_2 \propto a_2^2 |f_{\text{permis}}|^2 + 2a_2b_2 \operatorname{Re}(f_{\text{permis}} f_{\text{interdit}}^*)$$

et l'on en déduit que

$$\frac{\operatorname{Re}(f_{\text{permis}} f_{\text{interdit}}^*)}{|f_{\text{permis}}|^2} = \frac{a_1^2 \frac{d\sigma}{dt}_2 - a_2^2 \frac{d\sigma}{dt}_1}{2a_2b_2 \frac{d\sigma}{dt}_1 - 2a_1b_1 \frac{d\sigma}{dt}_2}$$

La table VIII donne pour un certain nombre de réactions accessibles expérimentalement, les valeurs des coefficients a_i et b_i .

TABLE VIII

Mesure de l'interférence entre une amplitude
permise et une amplitude exotique

Reactions	Paramètres				Gain +	Sensibilité aux erreurs systématiques
	a_1	b_1	a_2	b_2	$\frac{\sqrt{a_1^2 + a_2^2}}{ a_1 b_2 - a_2 b_1 }$	$\frac{ a_1 a_2 }{ a_1 b_2 - a_2 b_1 }$
$\pi^- p \rightarrow \pi^0 \Delta^0$ (1) $\pi^+ p \rightarrow \pi^0 \Delta^{++}$ (2)	$-\frac{\sqrt{2}}{4}$	$\frac{\sqrt{6}}{4}$	$\frac{\sqrt{6}}{4}$	$\frac{\sqrt{2}}{4}$	$\sqrt{2}$	$\frac{1}{2}$
$\bar{p} p \rightarrow \Delta^0 \bar{\Delta}^0$ (1) $\Delta^{++} \bar{\Delta}^{++}$ (2)	$\frac{1}{4}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{3}{4}$	$\frac{1}{4}$	$\frac{\sqrt{10}}{2}$	$\frac{1}{10}$
$\gamma_\rho^* p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$ (1) $\gamma_\rho^* n \rightarrow \pi^+ \Delta^-$ (2)	$-\frac{\sqrt{2}}{4}$	$\frac{\sqrt{6}}{4}$	$+\frac{\sqrt{6}}{4}$	$\frac{\sqrt{2}}{4}$	$\sqrt{2}$ ***	$\frac{1}{2}$ ***
$\gamma_\omega p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$ (1) $\gamma_\omega n \rightarrow \pi^+ \Delta^-$ (2)	$\frac{1}{2}$	0	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$	0		
$\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ (1) $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ (2)	$+\frac{\sqrt{2}}{3}$	$\frac{\sqrt{2}}{3}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\sqrt{3}$	$\frac{1}{3}$
$K^- p \rightarrow \pi^0 \Sigma^0$ (1) $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ (2)	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$		$\frac{1}{3}$
$\gamma_\rho p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ (1) $\gamma_\rho n \rightarrow K^+ \Sigma^-$ (2)	$-\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{\sqrt{3}}{3}$	$\frac{\sqrt{2}}{3}$	$\sqrt{6}$ ***	$\frac{1}{3}$ ***
$\gamma_\omega p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ (1) $\gamma_\omega n \rightarrow K^+ \Sigma^-$ (2)	$\frac{1}{\sqrt{3}}$	0	$-\frac{\sqrt{2}}{3}$	0		

+ Non compte tenu des efficacités de détection.

* Nous notons γ_ρ et γ_ω les composantes d'isospin $I = 1$ et $I = 0$ du γ .

*** En négligeant la contribution de 10% d'isocalaire.

2. Gain en précision de la méthode d'interférence

Considérons d'abord l'erreur statistique. Bien que ce ne soit pas strictement identique, on peut comparer la précision sur

$$r = \frac{\operatorname{Re} (f_{\text{permis}} f_{\text{interdit}}^*)}{|f_{\text{permis}}|^2}$$

avec la précision sur

$$r' = \left| \frac{f_{\text{interdit}}}{f_{\text{permis}}} \right|, \text{ obtenu par mesure directe de la}$$

la section efficace de double échange de charge.

$$r = \frac{\operatorname{Re} (f_{\text{permis}} f_{\text{interdit}}^*)}{|f_{\text{permis}}|^2} = \frac{a_1^2 \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2 - a_2^2 \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1}{2a_2 b_2 \frac{d\sigma}{dt}_1 - 2a_1 b_1 \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2}$$

Posons

$$|f_{\text{interdit}}|^2 \propto \frac{1}{b_3^2} \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_3$$

Dans l'approximation $r = r' \approx 0$

$$r' = \sqrt{\frac{a_1^2 \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_3}{b_3^2 \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1}}$$

L'incertitude sur ρ est donnée par :

$$\Delta r = \frac{1}{2} \frac{a_1 a_2}{|a_1 b_2 - a_2 b_1|} \sqrt{\frac{\left| \frac{\Delta \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_1} \right|^2 + \frac{\left| \frac{\Delta \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2} \right|^2}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_2}}$$

dans l'approximation $r = 0$

A nombre d'événements par microbarn donné

$$\frac{\Delta \frac{d\sigma}{dt}}{\frac{d\sigma}{dt}} \approx \frac{1}{k \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}}}$$

$$\Delta r = \frac{1}{2} \frac{a_1 a_2}{|a_1 b_2 - a_2 b_1|} \sqrt{\frac{1 + a_1^2}{a_2^2} \frac{\Delta (\frac{d\sigma}{dt})_1}{(\frac{d\sigma}{dt})_1}}$$

et

$$\frac{\Delta r'}{r'} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta (\frac{d\sigma}{dt})_3}{(\frac{d\sigma}{dt})_3} \quad \text{en négligeant } \Delta (\frac{d\sigma}{dt})_1.$$

D'autre part,

$$\frac{\Delta (\frac{d\sigma}{dt})_3}{(\frac{d\sigma}{dt})_3} = \frac{a_1}{r' b_3} \frac{\Delta (\frac{d\sigma}{dt})_1}{(\frac{d\sigma}{dt})_1}$$

puisque

$$(\frac{d\sigma}{dt})_3 = r'^2 \frac{b_3^2}{a_1^2} (\frac{d\sigma}{dt})_1$$

et le rapport qui exprime le gain de la méthode d'interférence est

$$\frac{\Delta r}{\Delta r'} = \frac{b_3 \sqrt{a_1^2 + a_2^2}}{|a_1 b_2 - a_2 b_1|}$$

En général $b_3 = 1$

Ceci ne tient pas compte des probabilités de détection (des V^0 par exemple). Dans le cas cité en exemple ($\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$) le gain est $\sqrt{3}$. Le chiffre est assez théorique puisque les deux expériences ne peuvent être

simultanées et que dans une chambre à bulles l'efficacité de détection de $\frac{2}{9}$ pour le K^0 et le Λ du Σ^0 oblige à une exposition 4 à 5 fois plus grande en π^- qu'en π^+ .

Ceci ne tient pas compte des erreurs systématiques. En fait, $(\frac{d\sigma}{dt})_1$ et $(\frac{d\sigma}{dt})_2$ ne peuvent souvent pas être obtenus simultanément dans la même expérience. Des erreurs systématiques de l'ordre de 5% ne peuvent généralement pas être évitées. L'erreur qui en résulte est

$$\Delta_r = \frac{1}{2} \frac{a_1 a_2}{|a_1 b_2 - b_1 a_2|} \frac{\Delta \frac{d\sigma}{dt}}{\frac{d\sigma}{dt}}$$
$$= \frac{1}{3} \times 5\% \approx .02 \text{ dans l'exemple cité.}$$

APPENDICE A.II

Description des réactions $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^-$, $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$

$K^- p \rightarrow p K^-$, $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$, $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$

en termes de coupure

1. Formules

Nous donnons tout d'abord les formules approchées que nous utiliserons. Les graphes de la figure 37 sont décrits par la convolution d'une amplitude de retournement d'hélicité λ (dans la voie s) $f_1 = (\sqrt{-t})^\lambda \beta_1 e^{\gamma_1 t}$ représentant le 1er échange et d'une amplitude de non-retournement d'hélicité

$f_2 = \beta_2 e^{\gamma_2 t}$ représentant le 2ème échange.

Si f_1 et f_2 sont normalisés de telle façon que $\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2$ cette convolution est donnée (voir chapitre suivant) approximativement par

$$(\sqrt{-t})^\lambda \beta_1 e^{\gamma_1 t} \times \beta_2 e^{\gamma_2 t} = \frac{i \beta_1 \beta_2 e^{\frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} t}}{2 (\gamma_1 + \gamma_2) k} \times \left(\sqrt{-t} \times \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \right)^\lambda$$

En termes de $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_1 = \frac{\pi}{k^2} \left| (\sqrt{-t})^\lambda \beta_1 e^{\gamma_1 t} \right|^2 = B_1 e^{c_1 t} (-t)^\lambda$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_2 = \frac{\pi}{k_2^2} \left| \beta_2 e^{\gamma_2 t} \right|^2 = B_2 e^{c_2 t}$$

$$\boxed{\frac{d\sigma}{dt} = \frac{B_1 B_2}{\pi} \frac{1}{D} e^{\frac{N}{D} t} \left(-t \frac{E}{D} \right)^\lambda}$$

où

$$\begin{aligned} N &= 8(\operatorname{Re} \gamma_2 |\gamma_2|^2 + \operatorname{Re} \gamma_1 |\gamma_2|^2) \\ &= c_2 (c_1^2 + (2 \operatorname{Im} \gamma_1)^2) + c_1 (c_2^2 + (2 \operatorname{Im} \gamma_2)^2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} D &= 4 |\gamma_1 + \gamma_2|^2 \\ &= (c_1 + c_2)^2 + (2 \operatorname{Im} \gamma_1 + 2 \operatorname{Im} \gamma_2)^2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E &= 4 |\gamma_2|^2 \\ &= c_2^2 + (2 \operatorname{Im} \gamma_2)^2 \end{aligned}$$

La section efficace totale correspondante est

$$\sigma_T = \frac{B_1 B_2}{\pi} \frac{1}{N} \left(\frac{E}{N} \right)^\lambda.$$

Ceci suppose les états intermédiaires sur leur couche de masse et repose sur des approximations valables près de l'avant.

Dans la suite, nous négligerons les graphes où il y a un retournement d'hélicité pour les deux amplitudes. Lorsque c'est la deuxième amplitude qui comporte un retournement d'hélicité et non la première, il suffit évidemment d'échanger les indices 1 et 2.

2. $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma} \Sigma$

L'état intermédiaire qui nous a semblé prédominant est $\bar{n}n$ (fig. 37).

Nous supposons que l'amplitude est totalement de non-retournement d'hélicité. A 6 GeV/c

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim 2000 e^{4.5 t} \mu\text{b/GeV}^2 \quad [\text{Astbury et al.}]$$

La deuxième réaction est

$$\bar{n}n \rightarrow \bar{\Sigma} \Sigma$$

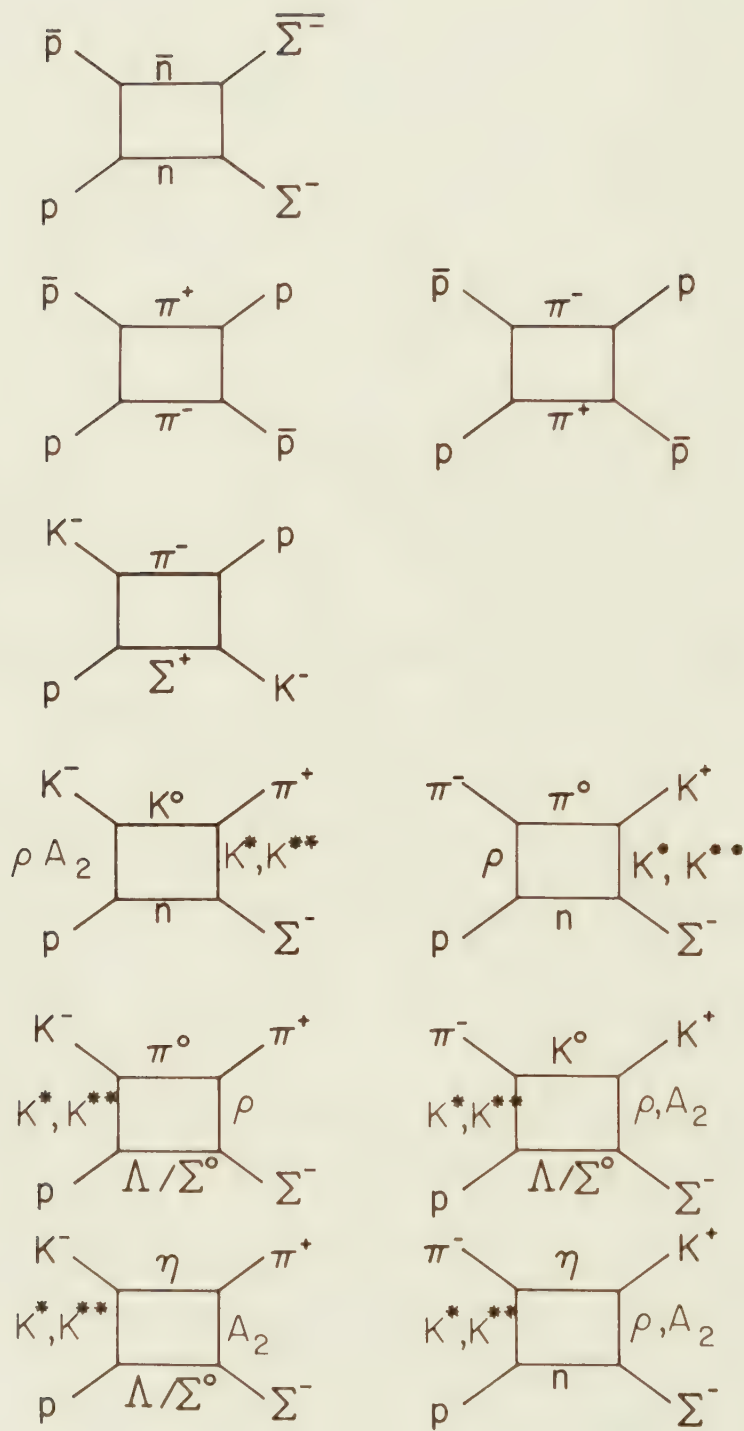


Fig. 37

Si l'on suppose un échange pur d'isospin $\frac{1}{2}$ dans la voie t , elle est égale en amplitude à

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+.$$

Expérimentalement (voir chapitre suivant), la section efficace différentielle de cette réaction présente une forte cassure à $t = -.2$ (voir fig. 36) et faute de mieux nous la paramétriserons comme la somme incohérente de 2 processus. A 5.7 GeV/c :

$$\frac{d\sigma}{dt} = 600 e^{24t} + 70 e^{2t} \quad \mu\text{b/GeV}^2$$

Il se trouve que la contribution du premier terme est négligeable. Finalement

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\text{coupure}} \approx 2.7 e^{1.5t} \quad \mu\text{b} \quad (\text{fig. 28})$$

$$\text{et } \sigma_T \approx 1.8 \mu\text{b}$$

à comparer avec $1.3 \pm .4 \mu\text{b}$

Cet accord ne doit pas être pris sérieusement à notre avis, tant de suppositions étant impliquées dans le calcul !

3. $\bar{p}p \rightarrow p\bar{p}$

Nous avons choisi pour état intermédiaire l'état $\pi^+ \pi^-$ et négligé $\pi^0 \pi^0$ et les états plus compliqués (fig. 37). En fait, nous avons 2 graphes possibles qui sont approximativement en phase et que nous avons ajoutés

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\bar{p}p \rightarrow \pi \pi} \approx 5 e^{1.85t} \quad \text{à } 5 \text{ GeV/c [Baglin et al.]}$$

Nous avons estimé

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+}$$

en croisant la réaction $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+$, croisement qui marche assez bien à $|t| > .5 \text{ GeV}^2$ [Baglin et al.]

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\bar{p}p \rightarrow \pi^- \pi^+} = 8 e^{1.8t}.$$

Finalement,

$$\frac{d\sigma}{dt} = .35 e^{1.7t} \mu\text{b}/\text{GeV}^2.$$

Ceci est en assez bon accord avec l'expérience (fig. 22b)

4. $K^- p \rightarrow p K^-$

Nous avons repris la suggestion de Michael [Michael 69] et pris pour état intermédiaire (fig. 37) $\pi^- \Sigma^+$.

Notre calcul diffère du calcul précédent du fait d'une meilleure estimation de

$$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$$

A 4 GeV/c [Moscoso et al.]

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+} = 860 e^{8.4t}$$

En supposant une dépendance en énergie de la section efficace en

$$P_{\text{Lab}}^{-1.1}$$

à 5 GeV/c on a

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx 670 e^{8.4t} \\ K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+.$$

Pour la réaction vers l'arrière

$$K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-$$

nous n'avons pu trouver de meilleures estimations que celles de Michael qui en supposant une décroissance en $p_{\text{Lab}}^{-2.6}$ donne à 5 GeV/c

$$\left(\frac{d\sigma}{du} \right)_{K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-} \approx 12 e^{4t}.$$

Finalement

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{K^- p \rightarrow p K^-} \approx 4.3 e^{2.7t}.$$

Ceci n'est pas trop éloigné des données expérimentales (fig. 22a).

5. $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ et $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$

Nous avons déjà exposé dans le texte, les raisons de la différence d'ordre de grandeur entre $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ et $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$; si l'on considère l'état intermédiaire le plus simple (fig. 37).

i) $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ a une pente vers l'avant plus forte que $K^- p \rightarrow K^0 n$. En effet, dans la première réaction on ne peut échanger qu'un seul ρ qui dans le schéma de dégénérescence d'échange stricte présente un zéro à $t = -0.6$.

Dans $K^- p \rightarrow K^0 n$ au contraire, la dégénérescence du ρ et du A_2 donne une section efficace différentielle sans structure.

ii) $K^0 n \rightarrow \pi^+ \Sigma^- > \pi^0 n \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ pour deux raisons :

- le facteur d'isospin est défavorable à $\pi^0 n$
- la dégénérescence d'échange pour les réactions d'échange d'hypercharge est fortement violée à basse énergie.

Qualitativement on peut donc prédire

$$K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^- >> \pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-.$$

Cependant cet effet peut être masqué par d'autres états intermédiaires (fig. 37). D'autre part, il faut tenir compte du fait que la proportion de retournement d'hélicité est assez forte dans les réactions d'échange de charge.

Une étude plus détaillée est donc nécessaire. Nous avons essayé de la mener en faisant les suppositions suivantes :

- 1) Nous prenons le modèle au sérieux.
- 2) Nous utilisons la symétrie SU3 pour calculer les couplages correspondant au retournement ou non d'hélicité dans la voie s.

Pour cela nous supposons:

- que les amplitudes de non-retournement d'hélicité et de retournement d'hélicité dans la voie s sont dans le rapport

$$\left(\sqrt{-t} \frac{F_{++}}{F_{+-}} \right)_{\text{effectif}} = -.25$$

pour le couplage $\rho \bar{p}n$ [Michael 70]

et que le vertex $\omega \bar{p}n$ est purement non-retournement d'hélicité

$$\left(\sqrt{-t} \frac{F_{++}}{F_{+-}} \right)_{\text{effectif}} = 0$$

- Ceci conduit à des rapports F/D différents pour les deux amplitudes.

Le découplage du ϕ de $\bar{p}p$ et la supposition précédente montrent que

$$\frac{D_{+-}}{F_{+-}} \approx 3. \quad (\text{les variations entre divers calculs de 1. environ}).$$

De plus, les ajustements de pôles de Regge montrent que vers l'avant [Michael 70]

$$\frac{D_{++}}{F_{++}} = -.2 \quad (\pm .1 \text{ environ}).$$

Les couplages correspondants sont donnés en appendice A III.

- 3) Nous utilisons les prédictions de phase de la dégénérescence d'échange (ce qui est certainement faux pour les réactions d'échange d'hypercharge) avec $\alpha_\rho = .55 + .9t$ $\alpha_{K^*} = .3 + .9t$. De plus, pour simplifier les calculs, nous approximations toutes les contributions par des exponentielles*. Les pentes sont choisies égales pour les deux amplitudes d'hélicité.

- 4) Nous avons pris comme réactions fondamentales

$$K^- p \rightarrow K^0 n$$

$$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$$

pour éviter d'utiliser SU3 pour passer de la trajectoire du ρ à celle du K^* (l'inégalité des masses pose le problème du choix de l'énergie de comparaison). De plus, nous introduisons la différence expérimentale entre

$$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$$

$$\text{et } \pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$$

Les valeurs numériques utilisées sont:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{K^- p \rightarrow K^0 n} \approx (.0625 - t) 4300 e^{7.5t} \quad \mu\text{b/GeV}^2 \quad \text{à } 5.9 \text{ GeV/c}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+} \approx (720 - 1250t) e^{8.4t} \quad \text{à } 4 \text{ GeV/c}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+} \approx (440 - 740t) e^{7.5t} \quad \text{à } 4 \text{ GeV/c}.$$

* En particulier $\sin \frac{\pi\alpha}{2} \approx .83 e^{3t}$ $\cos \frac{\pi\alpha}{2} \approx .65 e^{-t}$ pour $\alpha_\rho = .55 + 9t$ autour de $t \approx 0$.

La figure 38 montre notre prédiction de $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ et $\pi^- p \rightarrow \eta n$ à 5.9 GeV/c avec nos approximations.

La dépendance en énergie, l'intercept à $t = 0$ et celle de la pente c sont choisies

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \sim (p_{\text{Lab}})^{-.9}$$

$$\frac{d c}{d \log p_{\text{Lab}}} \sim 2.$$

et

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} \sim (p_{\text{Lab}})^{-.4}$$

$$\begin{array}{ll} \frac{d c}{d \log p_{\text{Lab}}} \sim 5. & (p_{\text{Lab}} < 6 \text{ GeV/c}) \\ \frac{d c}{d \log p_{\text{Lab}}} \sim 0. & (p_{\text{Lab}} > 6 \text{ GeV/c}) \end{array}$$

pour les réactions d'échange d'hypercharge.

Ceci conduit au résultat que seul le graphe $K^- p \rightarrow K^0 n \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ est important pour $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ tandis que tous les graphes étudiés contribuent pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$. Ceci est le reflet du fait que le graphe avec échange de charge est déprimé. Nous avons ajouté ces graphes avec la phase prédite par la dégénérescence d'échange et notre modèle grossier. Les résultats sont donnés (fig. 29) (courbes continues).

Pour estimer l'influence de nos suppositions de phase nous avons fait les mêmes calculs sans phase. Cela modifie légèrement les contributions des graphes. De plus, pour $\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-$ nous avons ajouté de façon incohérente les amplitudes. Le résultat est donné par les courbes discontinues (fig. 29).

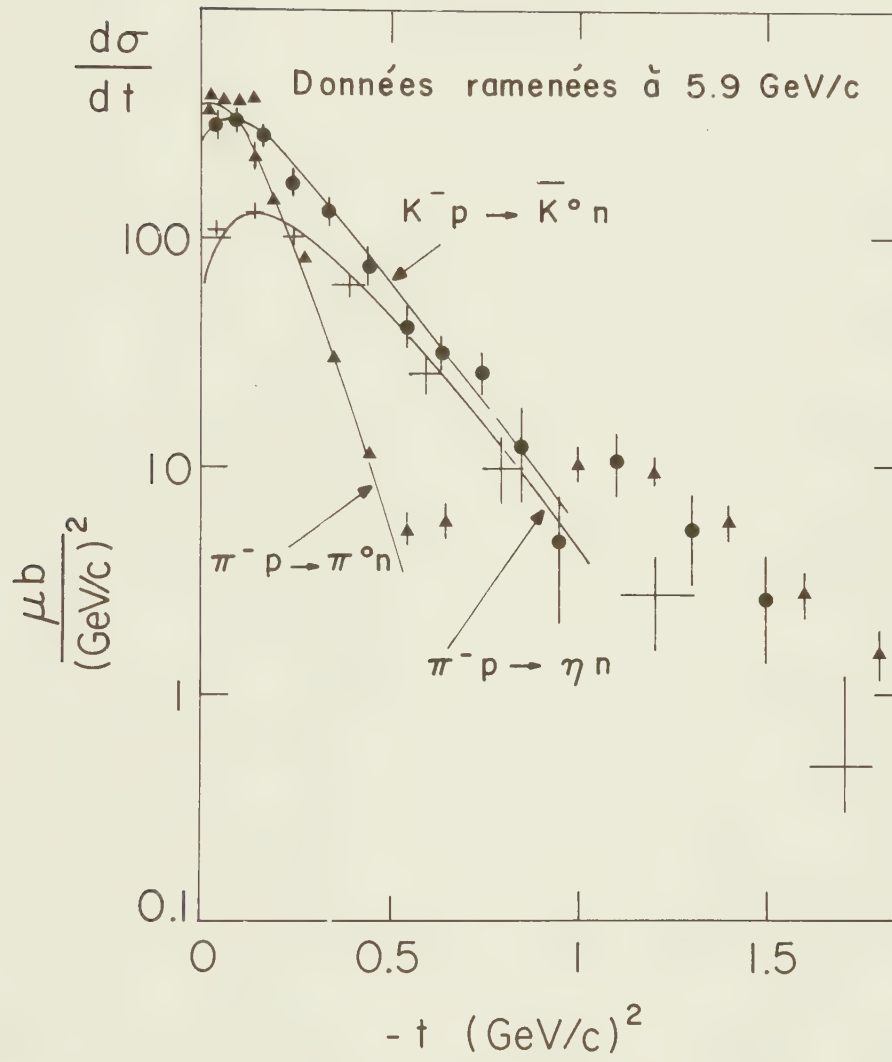


Fig. 38

Nous devons cependant garder présent à l'esprit que le modèle est très grossier et que l'on ne peut s'attendre au plus qu'à un ordre de grandeur. A notre sens, les approximations brutales que nous avons faites et les incertitudes sur les données de nos calculs sont peu de choses en face de l'incertitude de la théorie.

APPENDICE A.III

Couplages SU3

	SU2	8_F	8_D	Expression conventionnelle	F_{++}	$\frac{1}{\sqrt{-t}} F_{+-}$	$\sqrt{-t} \frac{F_{++}}{F_{+-}}$
$\rho \bar{p} p$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sqrt{6}}{6}$	$\frac{-\sqrt{30}}{10}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} (F + D)$	+ .8	4.	-.25 donné
$\rho \bar{p} n$	1	$\frac{\sqrt{6}}{6}$	$\frac{-\sqrt{30}}{10}$	$(F + D)$	1.1	5.7	-.25
$\omega \bar{p} p$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\phi_8 \frac{\sqrt{2}}{2}$ $\omega_1 \frac{1}{2}$	$\frac{\sqrt{10}}{10}$	$-\frac{3F + D}{\sqrt{2}}$	-3.2	0.	∞
$K^*_{p\Lambda}$	1	$+\frac{1}{2}$	$\frac{-\sqrt{5}}{10}$	$\frac{1}{\sqrt{6}} (3F + D)$	1.6	3.5	-.6
$K^*_{p\Sigma^0}$	$-\frac{1}{\sqrt{3}}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{+3\sqrt{5}}{10}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}} (F - D)$	-1.2	2.	+ .75
$K^*_{p\Sigma^+}$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3\sqrt{5}}{10}$	$-(F - D)$	-1.7	2.8	.75
$K^*_{n\Sigma^-}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3\sqrt{5}}{10}$	$(F - D)$	1.7	-2.8	.75
$K^*_{n\Sigma^0}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3\sqrt{5}}{10}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} (F - D)$	1.2	-2.	.75
$\rho \bar{\Sigma}^0 \Sigma^-$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sqrt{6}}{6}$	0	$\frac{1}{\sqrt{2}} F$	1.	1.	1.25
$\rho \Lambda \Sigma^-$	1	0	$\frac{5}{5}$	$-\frac{2}{\sqrt{6}} D$	+ .23	- 3.5	.08

Vertex baryonique

	SU2	SU3	Produit	Remarques
$\rho \ K^- K^0$	1	$\frac{-\sqrt{6}}{6}$	- 1	] par définition
$A_2 K^- K^0$	1	$\frac{-\sqrt{30}}{10}$	1	
$\rho \ \pi^0 \pi^-$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sqrt{6}}{3}$	$+\sqrt{2}$	
$A_2 \pi^0 \pi^-$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0	
$\rho \ \eta \ \pi^-$	1	0	0	
$A_2 \eta \ \pi^-$	1	$\frac{\sqrt{5}}{5}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	
$\rho \ \pi^- \pi^0$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sqrt{6}}{3}$	$-\sqrt{2}$	
$A_2 \pi^- \pi^0$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0	
$\rho \ K^0 K^-$	1	$+\frac{\sqrt{6}}{6}$	+ 1	
$A_2 K^0 K^-$	1	$-\frac{\sqrt{30}}{10}$	1	
$\rho \ \pi^- \eta$	1	0	0	
$A_2 \pi^- \eta$	1	$\frac{\sqrt{5}}{5}$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	
$\rho \ \pi^- \pi^+$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$\frac{\sqrt{6}}{3}$	$-\sqrt{2}$	
$A_2 \pi^- \pi^+$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	0	0	
$\rho \ K^- K^+$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{\sqrt{6}}{6}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	
$A_2 K^- K^+$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	$-\frac{\sqrt{30}}{10}$	$\frac{1}{\sqrt{2}}$	

	SU2	SU3	Produit	Remarques
$K^{*-} K^0 \pi^-$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{2}$	1	négligeable
$K^{*-} K^0 \pi^-$	$\frac{2}{3}$	$\frac{-3\sqrt{5}}{10}$	1	
$K^{*-} K^- \pi^0$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	
$K^{*-} K^- \pi^0$	$-\sqrt{\frac{1}{3}}$	$\frac{-3\sqrt{5}}{10}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	
$K^{*-} K^- \eta$	1	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	
$K^{*-} K^- \eta$	1	$-\frac{\sqrt{5}}{10}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	
$K^{*-} \pi^0 K^-$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{\sqrt{2}}$	
$K^{*-} \pi^0 K^-$	$\frac{1}{3}$	$\frac{3\sqrt{5}}{10}$	$-\frac{1}{\sqrt{2}}$	
$K^{*-} \pi^- K^0$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\frac{1}{2}$	- 1	
$K^{*-} \pi^- K^0$	$-\frac{2}{3}$	$\frac{+3\sqrt{5}}{10}$	1	
$K^{*-} \eta K^-$	1	$\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{2}$	négligeable
$K^{*-} \eta K^-$	1	$\frac{-\sqrt{5}}{10}$	$\frac{1}{\sqrt{6}}$	
$K^{*-} K^- \pi^+$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\frac{1}{2}$	- 1	
$K^{*-} K^- \pi^+$	$-\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\frac{-3\sqrt{5}}{10}$	- 1	
$K^{*-} \pi^+ K^-$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\frac{1}{2}$	+ 1	
$K^{*-} \pi^+ K^-$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\frac{3\sqrt{5}}{10}$	- 1	

Vertex mésonique

Utilisation de l'"angle de mixing" canonique

$$\phi = \frac{\sqrt{2} \phi_8 - \omega_1}{\sqrt{3}} \quad \omega = \frac{(\phi_8 + \sqrt{2} \omega_1)}{\sqrt{3}}$$

Découplage $\phi \rightarrow p\bar{p}$

$$\sqrt{2} \left(\sqrt{3} F - \frac{D}{\sqrt{3}} \right) - \frac{1}{2} C (\text{singlet}, p\bar{p}) = 0$$

$$\begin{aligned} \rightarrow \omega \bar{p}p &= -\frac{1}{\sqrt{3}} \left(\sqrt{3} F - \frac{D}{\sqrt{3}} \right) - \frac{\sqrt{2}}{2} C (\text{singlet}, p\bar{p}) \\ &= -3F + D \end{aligned}$$

$$\frac{D_{++}}{F_{++}} = -.2 \quad \frac{D_{+-}}{F_{+-}} = 3.$$

CHAPITRE II

ANALYSE DES REACTIONS D'ECHANGE D'HYPERCHARGE

Dans le chapitre précédent, nous avons fixé en grande partie la paramétrisation des Pôles de Regge, en imposant les contraintes de la dégénérescence d'échange. Il est cependant une chose que la dégénérescence d'échange ne peut fixer : la dégénérescence en t , c'est-à-dire en quelque sorte, la taille du volume d'interaction. Dans une première partie, nous passerons en revue les modèles proposés pour fixer cette dépendance et concluerons au grand intérêt, dans cette discussion, de l'étude des réactions d'échange d'hypercharge.

Dans une seconde partie, nous présenterons les données expérimentales sur ces réactions actuellement à notre disposition : elles sont en contradiction flagrante avec la dégénérescence d'échange. Et nous verrons que cette contradiction ne peut guère être résolue par les modèles traditionnels.

Dans une troisième partie enfin, nous proposerons de considérer que la "queue" des distributions angulaires est due aux effets d'absorption: nous analyserons la cohérence d'une telle description et ses implications théoriques.

ANALYSE DES REACTIONS D'ECHANGE D'HYPERCHARGE

Sommaire

1.	DEGENERESCENCE D'ECHANGE ET VOLUME D'INTERACTION	p. 141
1.1	Les modèles optiques	p. 141
1.1.1	Les modèles optiques à la Regge	p. 143
	A. Les différentes possibilités	p. 143
	B. Le modèle de Michigan	p. 146
1.1.2	Les modèles optiques sans pôle de Regge	p. 147
1.2	Les modèles perturbatifs	p. 147
1.2.1	Comment fixer la dépendance en t des résidus ?	p. 148
	A. De façon phénoménologique	p. 148
	B. De façon théorique	p. 149
1.2.2	Les modèles d'unitarisation	p. 151
	A. Identification de l'amplitude de Regge à la fonction de recouvrement	p. 151
	B. Identification de l'amplitude de Regge au terme de Born	p. 152
	C. Ambiguïtés du modèle d'absorption	p. 154
	D. Les difficultés théoriques du modèle d'absorption	p. 159
1.3	Conclusion	p. 160
2.	ECHANGE D'HYPERCHARGE ET DEGENERESCENCE D'ECHANGE	p. 163
2.1	Présentation des données	p. 163
2.1.1	Caractéristiques générales des réactions d'échange d'hypercharge	p. 163
	A. Sections efficaces différentielles	p. 163
	B. Dépendance en énergie	p. 167
	C. Polarisation	p. 176
2.1.2	Etude critique des données expérimentales	p. 180
	A. Expériences d'électronique	p. 180
	B. Expériences de chambre à bulles	p. 183
	C. Conclusion	p. 186

2.2	Cassure de la dégénérescence d'échange par les réactions d'échange d'hypercharge	p. 186
2.2.1	Origine théorique de la dégénérescence d'échange dans les réactions d'échange d'hypercharge	p. 186
2.2.2	Test de la dégénérescence d'échange à haute énergie	p. 189
2.2.3	Test de la dégénérescence d'échange par analyse en ondes partielles	p. 194
2.3	Les modèles traditionnels et la cassure de la dégénérescence d'échange	p. 196
2.3.1	Les modèles "purs" de Regge	p. 196
2.3.2	Les modèles d'absorption	p. 199
	A. Absorption de pôles dégénérés d'échange	p. 199
	B. Absorption de pôles non dégénérés d'échange	p. 200
2.3.3	Les coupures pôle-pôle	p. 202
	A. Coupures non exotiques	p. 202
	B. Coupures pôle-pôle exotiques	p. 206
2.3.4	Les pôles complexes	p. 209
	A. Pôles complexes sans coupure associée	p. 209
	B. Pôles complexes avec coupure associée	p. 211
3.	DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'ABSORPTION EFFECTIVE	p. 213
3.1	Le modèle proposé	p. 213
3.1.1	Les pôles de Regge	p. 213
3.1.2	Corrections aux pôles de Regge	p. 214
3.1.3	Méthode d'ajustement aux données	p. 215
3.2	Résultats	p. 216
3.2.1	Les caractères généraux de notre modèle	p. 216
3.2.2	La description des sections efficaces différentielles	p. 230
3.2.3	Description de la différence entre les réactions croisées s-u	p. 235
3.2.4	Description des polarisations et corrélations de polarisation	p. 236
3.2.5	Nature des différences d'absorption dans les réactions d'échange	p. 237
3.3	Conclusion	p. 241

<u>APPENDICE B.I</u> :	Formalisme utilisé	p. 245
1.	Amplitude générale	p. 245
2.	Utilisation de la conservation de la parité dans le canal t .	p. 247
3.	Factorisation	p. 250
4.	Contraintes imposées par la dégénérescence d'échange	p. 251
5.	Normalisation	p. 252
6.	Calcul des coupures	p. 255
<u>APPENDICE B.II</u> :	Echange du K	p. 259
1.	Amplitude de Regge du K	p. 259
2.	Contraintes sur les résidus γ au pôle du K	p. 259
3.	Normalisation de γ_{+-} à $\frac{G_{KAN}^2}{4\pi}$	p. 262
<u>APPENDICE B.III</u> :	Cinématique des 'réactions d'échange d'hyper-charge	p. 265
1.	Principe du calcul	p. 265
2.	Diffusion méson-baryon	p. 274
3.	Diffusion baryon-antibaryon : réactions auto-conjuguées	p. 277
4.	Antibaryon : réactions non auto-conjuguées	p. 288
<u>APPENDICE B.IV</u> :	Valeur numérique des résidus des pôles de Regge	p. 291
1.	Pôle de Regge K^* , K^{**}	p. 291
2.	Pôle de Regge K	p. 300
CONCLUSION		p. 305
REMERCIEMENTS		p. 307

1. DEGENERESCENCE D'ECHANGE ET VOLUME D'INTERACTION

La dégénérescence d'échange ne saurait prédire la dépendance angulaire des amplitudes de Regge puisqu'elle est fondée seulement sur l'hypothèse de réalité de certaines amplitudes. Si l'on veut prescrire la variation en t des amplitudes, c'est-à-dire donner la taille et la forme du volume d'interaction, il faut introduire des hypothèses supplémentaires.

On peut classer - assez schématiquement - les propositions faites à ce sujet en deux catégories :

- Les modèles optiques fondés sur l'idée intuitive que l'on se fait de ce volume d'interaction.
- Les modèles perturbatifs où l'on fait des hypothèses de simplicité sur les pôles de Regge et où l'on introduit des termes de correction d'ordre supérieur.

Il est bien entendu que cette distinction est artificielle et n'est faite que pour faciliter le débat.

1.1 Les modèles optiques

Nous entendons par là les modèles où l'on impose de l'extérieur une dépendance angulaire conforme à l'idée que l'on se fait du volume d'interaction. Ce type de modèles a récemment connu un certain regain de popularité : [Dar, Watts, Weisskopf 69], [Harari 70], [Shtokhamer et al. 71].

L'idée intuitive plus ou moins fondée sur l'expérience est, que les réactions d'échange ont lieu à la périphérie du volume d'interaction de rayon R (fig. 1) [Dar 64]. Décrivons donc cette périphérie dans la représentation par paramètre d'impact ($b = \frac{J}{k}$) par une fonction δ (fig. 2).

$$\delta(b - R)$$

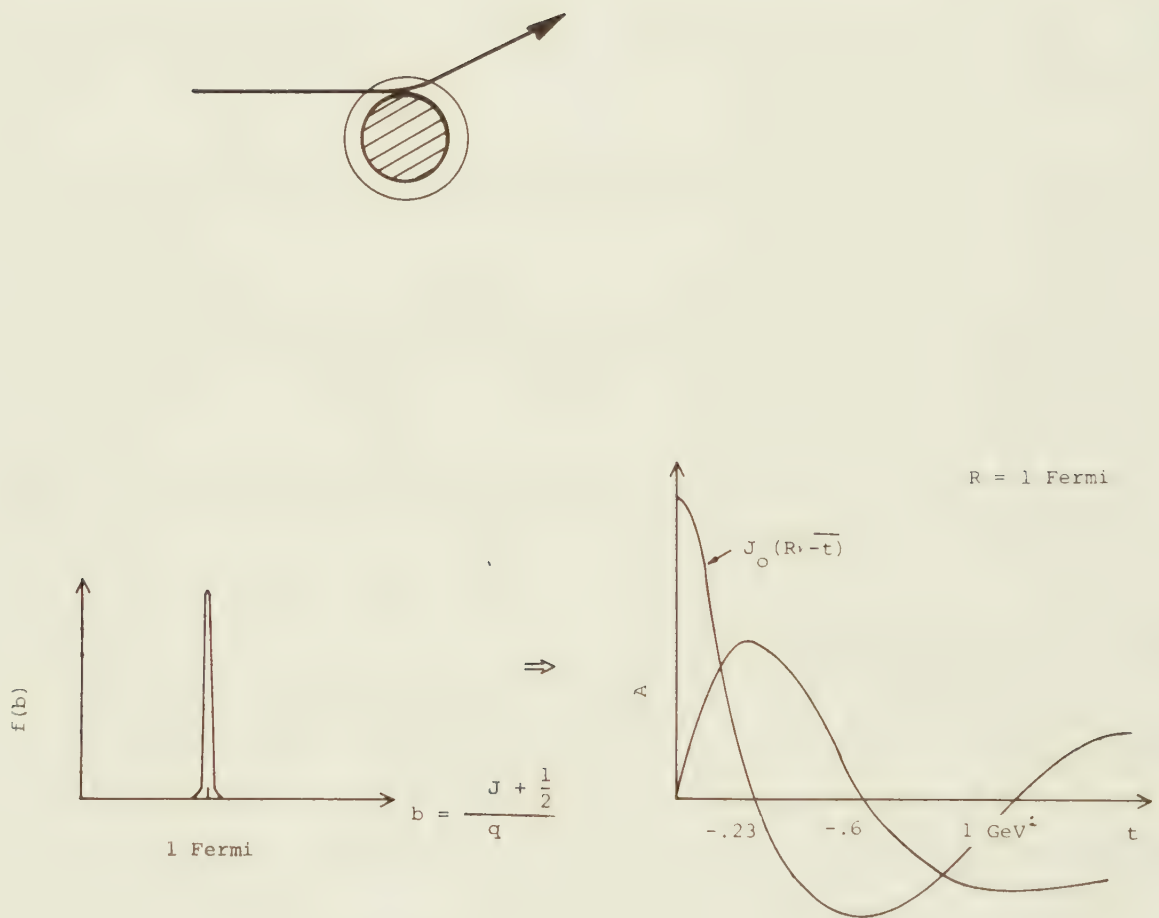


Fig. 1

L'amplitude correspondante sera approximativement donnée par

$$A_{\lambda} = 2q^2 \int_0^{\infty} b db J_{\lambda}(b\sqrt{-t}) \delta(b-R) \propto J_{\lambda}(R\sqrt{-t})$$

où λ est le saut d'hélicité (voir appendice B I, par. 6.2).

Pour un rayon R de 1 fermi ($\approx 5 \text{ GeV}^{-1}$) le premier zéro de A_0 se trouve à $t \approx -\left(\frac{2.40}{5}\right)^2 \approx -.23 \text{ GeV}^2$ et les premiers zéros de A_1 à $t = 0$ et $t \approx -\left(\frac{3.83}{5}\right)^2 \approx -.6 \text{ GeV}^2$.

1.1.1 Les modèles optiques à la Regge

Considérons d'abord les modèles à la Regge. On considère essentiellement un modèle compatible avec la dégénérescence d'échange (qui fixe donc les phases) et l'on choisit le résidu de telle façon qu'il corresponde au rayon R .

Mais une telle approche est doublement ambiguë. D'une part, nous avons affaire à des amplitudes complexes ; doit-on imposer la contrainte ci-dessus à la partie réelle, à la partie imaginaire ou au module ? D'autre part, la dégénérescence d'échange (plus la factorisation et SU3 le cas échéant) fixe les tailles relatives des volumes d'interaction des différentes réactions puisqu'elle spécifie les facteurs $(1, e^{-i\pi\alpha}, 1+e^{-i\pi\alpha})$ par lesquels multiplier le résidu commun. Alors quelle réaction choisir ?

A. Les différentes possibilités

Considérons les réactions d'échange de charge

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n \quad (1 - e^{-i\pi\alpha})$$

$$\pi^- p \rightarrow \eta n \quad (1 + e^{-i\pi\alpha})$$

$$K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n \quad (e^{-i\pi\alpha})$$

$$K^+ \pi \rightarrow K^0 p \quad (1)$$

On peut résumer les contraintes de la dégénérescence d'échange de la façon suivante : l'amplitude avec saut d'hélicité λ doit avoir la forme

$$A_{\lambda} = \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)} e^{-\frac{i\pi\alpha(t)}{2}} f_{\lambda}(t) \left[C^{-} i \sin \frac{\pi\alpha(t)}{2} + C^{+} \cos \frac{\pi\alpha(t)}{2} \right]$$

où les coefficients C^{+} et C^{-} (correspondant aux signatures + et -) sont fixés. Pour simplifier, nous négligeons, pour le moment, la dépendance en t de $\left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha}$.

On peut considérer trois possibilités :

i) On impose à la partie imaginaire de A_{λ} d'être proportionnelle à $J_{\lambda}(R\sqrt{-t})$ [Harari 70].

$$\text{Im } A_{\lambda} = -(C_1^{-} + C_1^{+}) \sin \frac{\pi\alpha}{2} \cos \frac{\pi\alpha}{2} f(t) \propto J_{\lambda}(R\sqrt{-t})$$

$$\Rightarrow f_{\lambda}(t) \propto \frac{J_{\lambda}(R\sqrt{-t})}{\sin \pi \alpha}$$

$$A_{\lambda} \propto \frac{s}{s_0}^{\alpha} e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} J_{\lambda}(R\sqrt{-t}) \left[\frac{iC^{-}}{\cos \pi \frac{\alpha}{2}} + \frac{C^{+}}{\sin \pi \frac{\alpha}{2}} \right]$$

La justification donnée d'une telle procédure est fondée sur des arguments de saturation par des résonances. Cette prescription a l'avantage de ne pas choisir une réaction particulière. La description des réactions élastiques conduit à $R \sim 1$ Fermi.

ii) On impose pour l'échange de charge $\pi^{-} p \rightarrow \pi^0 n$ (qui présente un trou assez marqué)

$$|A_{\lambda}| \propto J_{\lambda}(R\sqrt{-t}) \quad [\text{Shtokhamer et al.}]$$

Il en résulte puisque $C^{+} = 0$

$$f_{\lambda}(t) \propto \frac{J_{\lambda}(R\sqrt{-t})}{\sin \pi \frac{\alpha}{2}}$$

$$A_{\lambda} \propto \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha} e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} J_{\lambda}(R\sqrt{-t}) \left[iC^{-} + C^{+} \cotg \frac{\pi\alpha}{2} \right]$$

Ceci semble être une prescription ad hoc pour décrire la réaction la plus spectaculaire. R doit être encore de l'ordre du Fermi.

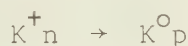
iii) Parmi les nombreuses autres possibilités, considérons celles où l'on impose à la voie sans résonance de présenter un comportement en $J_{\lambda}(R\sqrt{-t})$

$$f_{\lambda}(t) \propto J_{\lambda}(R\sqrt{-t})$$

et

$$A_{\lambda} \propto \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha} e^{-\frac{i\pi\alpha}{2}} J_{\lambda}(R\sqrt{-t}) \left[iC^{-} \sin \frac{\pi\alpha}{2} + C^{+} \cos \frac{\pi\alpha}{2} \right]$$

Pour ne pas avoir de structure dans la réaction



il faut un R faible de l'ordre de .6 Fermi. Ceci revient en fait à donner une faible dépendance en t au résidu, ce que l'on peut faire, par exemple, en ajustant s_0 . Le modèle auquel on arrive n'est pas réellement un modèle "optique".

Une question importante est posée par les deux premières solutions : A_{λ} comporte des pôles dans les deux cas. On pourra remarquer que ces pôles ne viennent pas du fait que l'on a considéré la périphérie comme une région infiniment mince (dans le cas contraire on aurait une superposition de J_{λ}).

Shtokhamer et al. proposent d'ajuster R de façon à supprimer le premier zéro. Effectivement, pour $\lambda = 1$ (retournement d'hélicité), avec $\alpha(.6) = 0$ on trouve $R \approx 1$ Fermi et le modèle devient difficilement discernable dans ce cas d'un modèle de Regge à résidu constant. Mais cela ne supprime pas les infinités suivantes : dans le modèle de Harari la prochaine est à $t = -1.7 \text{ GeV}^2$ et dans le modèle de Shtokhamer à $t = -2.8 \text{ GeV}^2$. Bien plus grave encore : si l'on considère l'amplitude de non-retournement d'hélicité, J_0 n'a pas ses zéros au bon endroit

et l'on doit :

- soit modifier le rayon R et l'on revient pratiquement à un modèle de Regge classique : R représente moins le rayon du proton que la portée des forces d'échange;
- soit modifier α et prendre des trajectoires différentes pour le retournement et le non-retournement d'hélicité.

B. Le modèle de Michigan

On peut rapprocher des modèles précédents (en particulier du modèle iii) le modèle du groupe de Michigan [Ross, Henyey, Kane] dans sa version extrême^{*} ; l'hypothèse de base est que toutes les structures de $\frac{d\sigma}{dt}$ sont des effets de la diffraction sur la périphérie de rayon R des objets en collision et ne sont pas dues à la signature du pôle de Regge échangé. Le pôle du ρ n'a pas de zéro de "non-sens" et les résidus de chacun des pôles sont proportionnels à $J_\lambda(R\sqrt{-t})$.

$$A(\rho) \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^\alpha J_\lambda(R\sqrt{-t}) \frac{(1 - e^{-i\pi\alpha})}{\Gamma(1+\alpha) \sin \pi\alpha}$$

$$A(A_2) \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^\alpha J_\lambda(R\sqrt{-t}) (1 + e^{-i\pi\alpha}) \Gamma(1-\alpha)$$

Dans ce cas, il faut bien entendu renoncer aux prescriptions de la dégénérescence d'échange^{**} et le modèle gagne une flexibilité bien utile pour décrire les données. Dans sa version la plus extrême - rayon constant de 1 Fermi environ - ce modèle prédit cependant de façon systématique que dans toute réaction d'échange où le retournement d'hélicité est dominant on observera un trou autour de $t = -.6 \text{ GeV}^2$ (dû au zéro de J_1) et que lorsque c'est le non-retournement d'hélicité qui domine, le trou se trouvera autour de $t = -.25 \text{ GeV}^2$. Ceci semble en accord avec l'échange de charge

* Nous schématisons par souci de clarté.

** Puisqu'elles imposent un mécanisme différent à $\alpha(t) = 0$.

$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ et les phénomènes de "cross-over"**** mais présente quelques difficultés pour les réactions sans structure ($K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$, $K^+ p \rightarrow K^0 p$, $\pi^- p \rightarrow \eta n$) [Philips - Ringland 71] [Tran Than Vanh 71]. Nous verrons que dans des échanges d'hypercharge le modèle semble aussi inadéquat.

1.1.2 Les modèles optiques sans pôle de Regge

Dans notre analyse des modèles optiques, nous voudrions ouvrir une parenthèse sur les modèles optiques sans pôles de Regge. [Dar, Watts, Weisskopf], [Shtokhamer et al].

La grande difficulté de tels modèles est que l'on n'a aucune prescription pour les phases à donner aux amplitudes. Une façon de s'en sortir est d'emprunter à l'expérience la dépendance en s^α de l'amplitude. Alors, par application du théorème de Phragmen-Lindelöf [Logunov et al. 65] on en déduit que le rapport de la partie imaginaire à la partie réelle est

$$\operatorname{tg} \frac{\pi\alpha}{2} \quad \text{pour les amplitudes de signature paire}$$

$$\operatorname{cotg} \frac{\pi\alpha}{2} \quad \text{pour les amplitudes de signature impaire.}$$

Il faut remarquer que dans ce cas, on construit sans le dire un modèle de Pôle de Regge. Cette amplitude, analysée en termes de singularité du plan complexe du moment angulaire de la voie croisée, présente en effet un pôle, (ou une coupure s'il y a des termes en $s^\alpha \log^\beta s$). En utilisant un modèle optique et en postulant une dépendance en s^α , on ne peut donc construire que des modèles de la classe 1.1.1 ci-dessus.

1.2. Les modèles perturbatifs

Une approche complètement différente et dans la ligne du projet théorique que nous essayons de défendre dans ce travail, est la suivante :

**** Les différences $(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p) - (\pi^- p \rightarrow \pi^- p)$ s'annulent autour

$$(K^+ p \rightarrow K^+ p) - (K^- p \rightarrow K^- p)$$

$$(\bar{p} p \rightarrow p p) - (\bar{p} p \rightarrow \bar{p} p)$$

de $-.25 \text{ GeV}^2$.

essayons de fixer les résidus à l'aide d'une hypothèse supplémentaire; ceci ne suffisant ni à décrire les données, ni à fournir un modèle cohérent, introduisons des termes d'ordre supérieur.

1.2.1 Comment fixer la dépendance en t des résidus ?

A. De façon phénoménologique

On suppose qu'une fois enlevés les facteurs singuliers, cinématiques et dynamiques, le résidu est constant.

On écrira :

$$A_{\lambda} = \gamma_{\lambda} (\sqrt{-t})^{\lambda} \Gamma(1-\alpha) (1 \pm e^{-i\pi\alpha}) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha}$$

avec γ constant, dans un grand domaine de t . Il reste alors un paramètre arbitraire, le paramètre s_0 . Il peut être fixé en comparant deux constantes de couplage (ou largeur de désintégration) dans la région $t > 0$. Ainsi, la comparaison de la largeur du K^{**} et du K^{***} donne pour cette trajectoire

$$s_0 = .86 \pm .1 \text{ GeV}^2$$

(voir notre appendice B.5).

Cependant, un tel modèle reste phénoménologiquement inadéquat. Les pentes du pic vers l'avant sont la plupart du temps trop faibles ($\sim 6 \text{ GeV}^{-2}$ à 5 GeV au lieu de $8-10$ dans les réactions d'échange d'hypercharge). Des phénomènes tels que le "cross-over" ne sont pas prédits aux bons endroits : cet effet nécessiterait un zéro dans la partie imaginaire de l'amplitude de pôles dégénérés de non-retournement d'hélicité à $t \approx -0.25$; le modèle le prévoit à $-.6$. Il semble donc décrire moins bien les amplitudes de non-retournement d'hélicité que les amplitudes de retournement, puisque dans l'échange de charge où ces dernières sont dominantes, l'accord qualitatif est bon (I par. 1.2.2). Enfin, de petites corrections sont nécessaires pour expliquer les différences de trajectoire effective dans des réactions analogues (I par. 1.2.1) et la polarisation dans l'échange de charge. Enfin, très probablement (I par. 3) des doubles échanges existent.

B. de façon théorique

On peut essayer aussi de fixer les résidus par l'introduction d'un ingrédient supplémentaire dans le modèle.

C'est ce que font les modèles duaux de type Veneziano, en imposant que les trajectoires échangées soient "construites" par les résonances de la voie directe. Le modèle de Veneziano prédit la même structure que plus haut

$$A_{\lambda} = \gamma_{\lambda} (\sqrt{-t})^{\lambda} \Gamma(1-\alpha) (1 \pm e^{-i\pi\alpha}) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha}$$

avec γ_{λ} constant et

$$s_0 = \frac{1}{\alpha},$$

Cette valeur est en bon accord avec notre détermination phénoménologique citée plus haut.

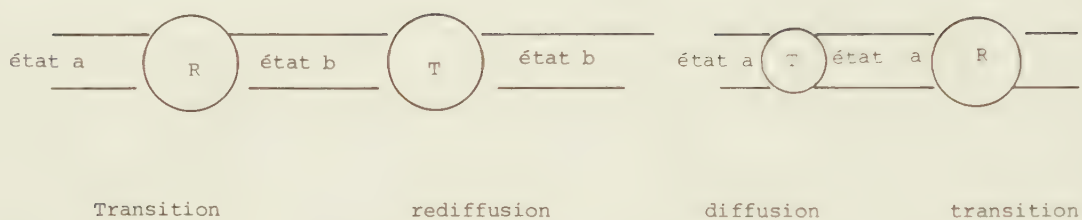
Cependant, même d'un point de vue purement théorique, un tel modèle nécessite des corrections : d'une part, il n'est pas unitaire, d'autre part, l'introduction de particules de spin non nul pose des problèmes. Considérons en effet une résonance de spin j dans la voie directe. Supposons qu'elle soit dominante. L'amplitude de réaction sera proportionnelle à

$$d_{\lambda \mu}^j (\cos \theta_s) \underset{s \text{ grand}}{\approx} J_{|\lambda-\mu|} \left(\frac{j+\frac{1}{2}}{q_q} \sqrt{-t} \right)$$

($\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, $\mu = \lambda_3 - \lambda_4$, $J_{|\lambda-\mu|}$ fonction de Bessel).

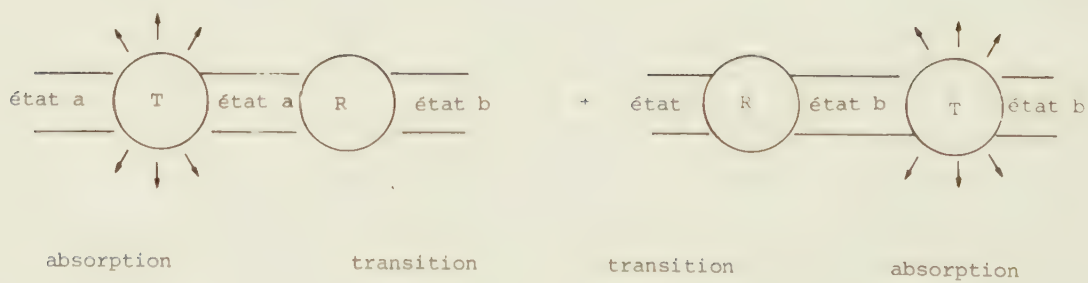
On rencontre alors le même problème que plus haut (par. 1.1.1 A) de trouver une amplitude de la voie t donnant des zéros à des t différents, suivant les changements d'hélicité dans la voie s .

Modèle de rediffusion



a)

Modèle d'absorption



b)

Fig. 2

1.2.2 Les modèles d'unitarisation

On espère généralement que ces corrections à la fois exigées par la théorie et par l'expérience sont générées, en partie au moins, par les canaux inélastiques, par l'intermédiaire de la relation d'unitarité dans la voie s. Si l'on écrit la matrice S: $S_{ab} = \delta_{ab} + i T_{ab}$, cette relation devient (formellement):

$$\begin{aligned} \text{Im } T_{ab}(s,t) &= \frac{1}{2} \left[\sum_c T_{ac} T_{cb}^* + T_{aa} T_{ab}^* + T_{ab} T_{bb}^* \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[F_{ab} + T_{aa} T_{ab}^* + T_{ab} T_{bb}^* \right] \end{aligned}$$

où a, b, c sont respectivement l'état initial, final et un état intermédiaire quelconque. F_{ab} est la matrice de recouvrement [Bialas - Van Hove 65].

Deux types de modèles ont été proposés [Finkelstein, Jacob]:

A. Identification de l'amplitude de Regge à la fonction de recouvrement

Amati-Fubini - Stanghellini [Amati et al. 62] ont proposé d'identifier la matrice de recouvrement avec la partie imaginaire des pôles de Regge.

$$F_{ab} = \text{Im } R.$$

On a donc

$$\text{Im } T_{ab} = \text{Im } R_{ab} + \text{Re } (T_{aa}^* T_{ab})$$

où nous avons supposé $T_{aa} = T_{bb}$ pour simplifier.

En résolvant cette équation par itération, on obtient au premier ordre

$$\text{Im } T_{ab} = \text{Im } R_{ab} + \text{Re } (T_{aa}^* R_{ab}).$$

La justification théorique d'une telle méthode est faible: elle est fondée sur le fait que la fonction de recouvrement dans un modèle

multipériphérique se "reggëise". Intuitivement, ce modèle correspond à introduire des corrections de rediffusion (fig. 2a).

Ce modèle est généralement rejeté car les coupures (dans le plan complexe du moment angulaire de la voie croisée) qu'il engendre, n'existent pas dans les modèles de théorie quantique des champs fondés sur les diagrammes de Feynman [Mandelstam 63], et présentent des propriétés pathologiques ([Finkelstein-Jacob], [Zachariasen 71]). De plus, phénoménologiquement, elles ne peuvent pas reproduire le "cross-over" et la polarisation dans l'échange de charge [Finkelstein-Jacob] (ses effets vont dans le mauvais sens).

B. Identification de l'amplitude de Regge au terme de Born

Un autre modèle est d'identifier le terme de Regge avec le terme de Born de la théorie. Les corrections sont alors dues à l'absorption engendrée par les autres canaux ouverts et représentées par la matrice de recouvrement.

Il est plus facile de comprendre le phénomène dans la représentation en ondes partielles. La relation d'unitarité [Bialas et Van Hove 63] s'écrit alors

$$S_{\ell}^+ S_{\ell} = 1 - F_{\ell}$$

où S_{ℓ} et F_{ℓ} sont les projections de la matrice S et la matrice de recouvrement sur l'onde ℓ . En supposant de plus que F_{ℓ} est diagonal, on montre que c'est un nombre positif

$$S_{\ell}^+ S_{\ell} = (1 - f_{\ell})$$

et

$$S_{\ell} = \sqrt{1 - f_{\ell}} \Omega_{\ell} = \eta_{\ell} \Omega_{\ell} \quad (1)$$

où Ω_{ℓ} est unitaire et peut être écrit

$$\Omega_{\ell} = \frac{1 + i \frac{B_{\ell}}{2}}{1 - i \frac{B_{\ell}}{2}} \approx 1 + i B_{\ell} + \dots$$

où B_ℓ est le terme de Born de la théorie. Nous l'identifierons au terme de Regge et

$$\Omega_\ell \approx 1 + i R_\ell + \dots$$

Il nous reste à interpréter η_ℓ . En passant à la matrice T

$$T_\ell^{ab} = \frac{S_\ell^{ab} - \delta_{ab}}{i} = \frac{\eta_\ell - 1}{i} \delta_{ab} + \eta_\ell R_\ell^{ab} + \dots$$

Le premier terme (présent seulement dans le cas élastique) peut être interprété comme le "shadow scattering". On peut donc identifier η_ℓ à la matrice S asymptotique^{*} :

$$\eta_\ell \approx S_{\ell_\infty}^{aa} + \dots$$

Finalement, pour les canaux inélastiques

$$T_{ab} = R_{ab} S_{aa}^\infty$$

et

$$\text{Im } T_{ab} = \text{Im } R_{ab} + \text{Re } \{T_{aa}^\infty R_{ab}\}$$

qui diffère du modèle d'Amati - Fubini - Stanghellini simplement par l'absence de conjugaison de charge.

L'interprétation intuitive (fig. 2b) est donnée par la formule (1) ci-dessus. Dans le cas inélastique

$$T_\ell^{ab} = \eta_\ell R_\ell^{ab} \quad \text{avec } |\eta_\ell| < 1$$

η_ℓ absorbe l'onde partielle R_ℓ du pôle de Regge. On peut écrire encore

$$T_\ell^{ab} = R_\ell^{ab} + i \left(\frac{\eta_\ell - 1}{i} \right) R_\ell^{ab}$$

où nous avons mis en évidence le pôle de Regge et le terme de correction qui correspond à une coupure dans le plan complexe du moment angulaire de la voie t .

* ou à la matrice S à l'énergie considérée.

De nombreuses variantes de ce modèle dit "modèle d'absorption" ont été proposées dans la littérature (notamment [Sopkovitch]*,[Arnold]). Elles diffèrent de la version ci-dessus [Cohen Tannoudji et al. 67] par la façon de traiter les pointillés ci-dessus. Toutes ces méthodes donnent le même résultat pour le premier ordre de la correction.

C. Ambiguïtés du modèle d'absorption

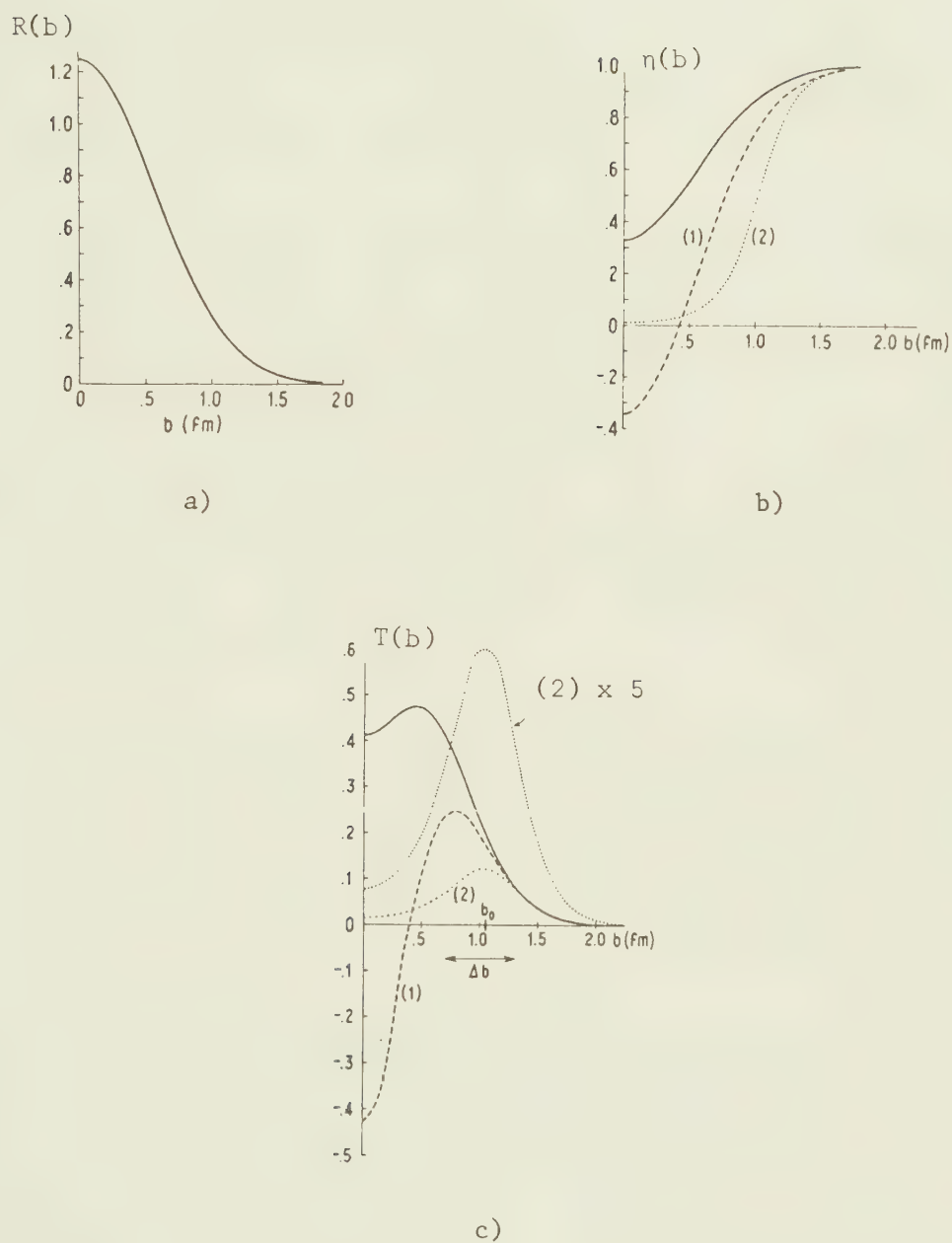
L'accord n'est cependant pas unanime sur la force de la correction. L'équipe du Michigan [Ross - Henyey - Kane 70] conteste l'identification de η_ℓ avec la matrice S élastique, dans la mesure où cela ne tient pas compte des réactions de dissociation diffractive. Ils proposent d'augmenter en conséquence l'absorption et d'écrire

$$\frac{\eta_\ell - 1}{i} = \lambda T_{aa} \quad \lambda > 1.$$

L'effet d'un tel facteur peut facilement être observé fig. 3. La fig. 3a montre, dans la représentation par paramètre d'impact, la contribution d'une amplitude de Regge $R(b)$ de non-retournement d'hélicité et sans structure. Les courbes pleines (fig. 3b et 3c) donnent la forme de $\eta(b)$ et de $\eta(b) R(b)$. Les courbes discontinues (1) donnent les mêmes quantités pour une condition extrême : $\lambda = 2$. Les courbes pointillées (2) montrent les effets d'une absorption forte sans "surabsorption".

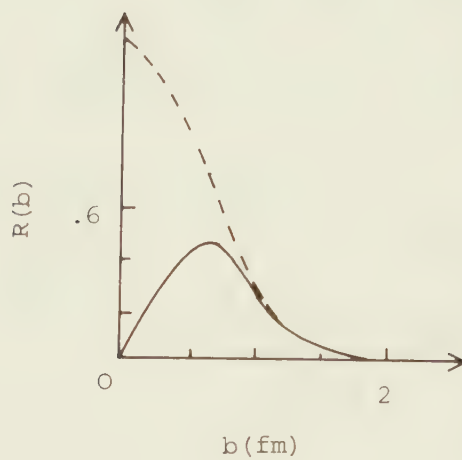
Les figs 4a et 4b donnent les mêmes courbes pour une amplitude de retournement d'hélicité. On voit que dans les deux cas, pour la solution (2), la réaction se produit essentiellement sur la périphérie d'un volume d'interaction de 1 Fermi de rayon dans l'exemple pris. On obtient alors un modèle assez proche des modèles optiques discutés plus haut. C'est pourquoi nous avons placé le modèle de Michigan dans la catégorie des modèles optiques.

* Historiquement, le premier à proposer un tel modèle.

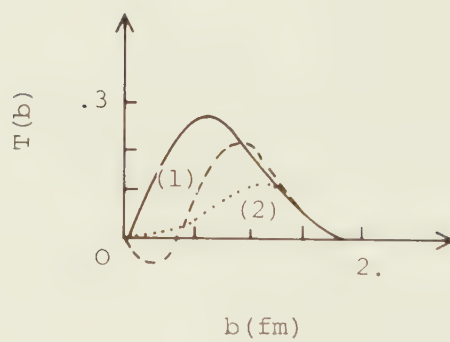


Différentes d'absorption d'après [Ross et al. 70] pour une amplitude de non retournement d'hélicité.

Fig. 3



a)



b)

Différentes forces d'absorption pour une amplitude de retournement d'hélicité.

Fig. 4

Il faut remarquer que le modèle de Michigan part de pôles de Regge sans structure (en contradiction avec la dégénérescence d'échange). La question se pose de la compatibilité d'une absorption forte avec l'hypothèse de pôles de Regge dégénérés. Il nous faut distinguer entre non-retournement et retournement d'hélicité.

Pour les amplitudes de non-retournement d'hélicité, le problème est le suivant : la dégénérescence d'échange prédit des zéros dans les réactions où ils sont phénoménologiquement nécessaires^{*)}, mais déplacés en t (aussi dans les amplitudes de signature négative à $-.6 \text{ GeV}^2$ au lieu $-.25$!). L'absorption est peu efficace, car la présence du zéro augmente la proportion d'ondes élevées (ceci est schématisé fig. 5). De fait, on peut déplacer le zéro avec l'absorption ordinaire jusqu'à $-.35 \text{ GeV}^2$ seulement. Pour le repousser à $-.25 \text{ GeV}^2$, il faut effectivement augmenter l'absorption.

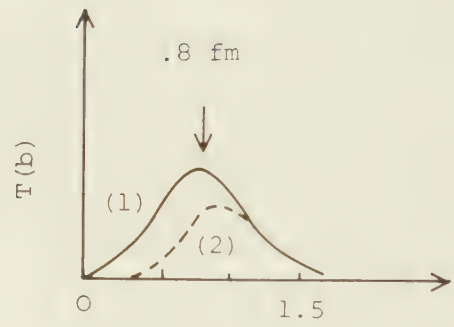
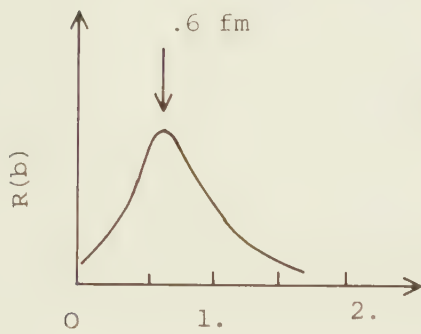
Dans le cas de réactions où l'amplitude de retournement d'hélicité est dominante et où la dégénérescence d'échange ne prédit pas de structure, phénoménologiquement on est amené, au contraire, à ne pas trop l'absorber pour ne pas créer de structures dans les réactions où elle est dominante : $K^- p \rightarrow K^0 n$, $K^+ n \rightarrow K^0 p$, $\pi^- p \rightarrow n n$, et surtout ne pas détruire la symétrie des polarisations de $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ et $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$.

Dans un modèle de dégénérescence d'échange, on est donc amené ([Cohen Tannoudji, communication privée], [Tran Thanh Vanh] etc.) à ne pas trop absorber l'amplitude f_{+-} (absorption inférieure ou égale à l'absorption classique) et à renforcer l'absorption de l'amplitude f_{++} . On s'attend alors à des structures dans les réactions où dominant le non-retournement d'hélicité, même si ces structures ne sont pas prédites par la dégénérescence d'échange.

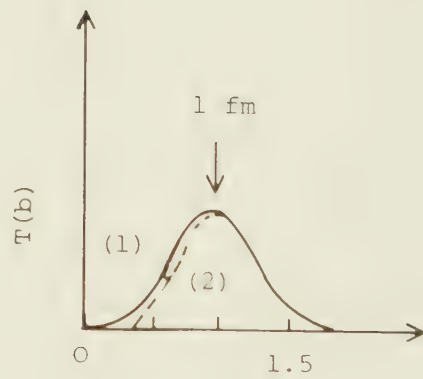
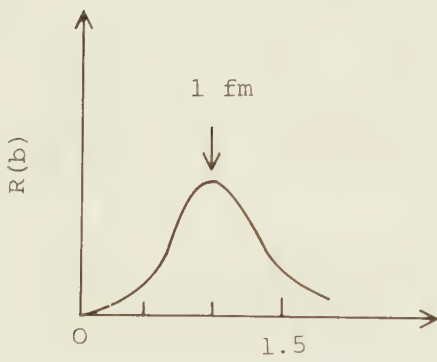
*) Mécanisme de "cross-over"

Voir note par. 1.1.1. B page 147.

non retournement d'hélicité



retournement d'hélicité



Amplitudes présentant des structures

Fig. 5

On peut noter pour terminer, que des ambiguïtés supplémentaires viennent du fait que l'on connaît mal à la fois la pente et la phase de l'amplitude de diffraction élastique T_{aa} .

D. Les difficultés théoriques du modèle d'absorption

L'identification du pôle de Regge au terme de Born de la théorie n'est en aucune façon justifiée.

De plus, le modèle d'absorption, tout en introduisant des corrections d'unitarité dans la voie s , n'est pas unitaire dans la voie t [Zachariasen 71].

Supposons en effet, que nous partions d'un modèle contenant dans le plan complexe du moment angulaire de la voie t un pôle à $\alpha_0(t)$ de résidu $\beta_0(t)$ et une coupure $T_c(t, j)$, l'amplitude de départ

$$T_0(t, j) = \frac{\beta_0(t)}{j - \alpha_0(t)} + T_c(t, j)$$

qui n'est pas unitaire. Pour l'unitariser, employons l'ansatz de la matrice K

$$T = \frac{T_0}{1 - i\rho(t) T_0}$$

où $\rho(t)$ est un facteur d'espace de phase. En développant

$$T(t, j) = \frac{\beta_0 + (j - \alpha_0) T_c(t, j)}{j - \alpha_0 - i\rho \beta_0 + (j - \alpha_0) T_c}$$

qui a des pôles lorsque le dénominateur s'annule

$$j - \alpha_0(t) + i\rho \beta_0(t) + i\rho(t) (j - \alpha_0(t)) T_c(t, j) = 0.$$

Non seulement le pôle devient complexe au dessus du seuil en t (ρ est alors réel) mais pour $t < 0$ la coupure déplace le pôle et lui donne une partie imaginaire. En d'autres termes, la coupure n'est pas seulement une correction à rajouter au pôle, elle interagit avec lui.

De ce fait, dans de nombreux modèles, de tels pôles complexes sont obtenus ([Ball et al. 70], [Chew Snider 70]).

Malheureusement, si ces arguments semblent convaincants dans leur contestation du modèle d'absorption^{*}, ils rajoutent en quelque sorte une nouvelle dimension au problème, puisqu'il n'existe pas de "bonne" méthode d'unitarisation. Le modèle devient excessivement flexible et la capacité prédictive que le modèle d'absorption détenait encore, est détruite.

1.3 Conclusion

1.3.1 D'un point de vue phénoménologique, un seul fait est certain : les pôles de Regge avec résidus constants ne sont pas suffisants ; il faut trouver un moyen de rendre les amplitudes plus périphériques.

L'approche des modèles optiques essaie d'utiliser l'intuition. Malheureusement, on ne sait pas exactement ce qui est contenu dans le modèle de départ et on risque en fait de faire du "double counting". En ce sens, le fait que le modèle de Michigan soit obligé de renoncer aux prescriptions de la dégénérescence d'échange est significatif.

L'approche perturbative essaie de trouver des mécanismes de création de périphéralisme : Mais les fondements théoriques sont malheureusement mouvants !

Nous pouvons donc conclure pour le moment à l'absence de "bon" modèle.

1.3.2 D'un point de vue expérimental, par contre, il est important d'avoir des données à la fois sur des réactions où le retournement d'hélicité est dominant et sur des réactions où c'est le non-retournement qui l'est. En effet, nous avons rencontré maintes fois dans notre discussion, la différence de comportement entre ces deux amplitudes.

* En fait, en théorie du potentiel, l'unitarité de la voie t impose de nombreuses autres conditions curieuses; en particulier une infinité de trajectoires passant par $J = -\frac{1}{2}$!

Du premier type, sont les réactions d'échange de charge avec π ou K incident. Expérimentalement, il y a un trou vers l'avant et les ajustements donnent

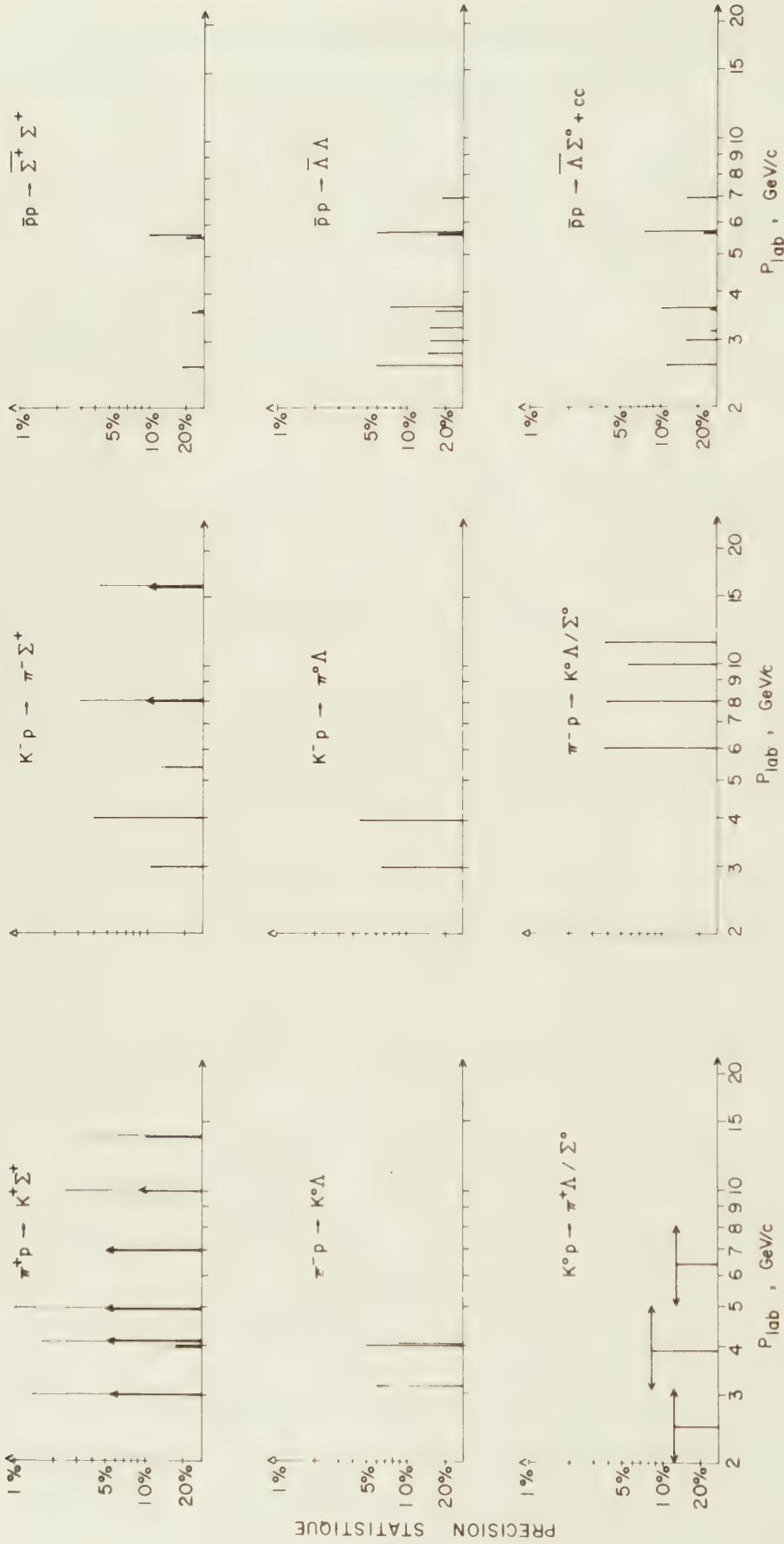
$$\left(\frac{f_{++}}{f_{+-}} \right)_{\rho N \bar{N}} \approx .20 - .35 \quad (\text{voir Appendice B.IV})$$

Du second type, sont les réactions d'échange d'hypercharge. Par SU_3 (Appendice B.IV) on montre que

$$\left(\frac{f_{++}}{f_{+-}} \right)_{K^* N \bar{\Sigma}} \approx -(1.5 - 2.5)$$

ce qui est confirmé expérimentalement par l'absence de trou vers l'avant.

L'étude de ces dernières réactions est donc très importante pour la compréhension des mécanismes d'absorption et c'est cette étude que nous tentons d'ébaucher dans les paragraphes suivants.



Les flèches indiquent les erreurs systématiques

Fig. 6

2. ECHANGE D'HYPERCHARGE ET DEGENERESCENCE D'ECHANGE

Dans la présente étude, nous nous limiterons aux réactions d'échange d'hypercharge dont les particules externes appartiennent aux deux octets fondamentaux des mésons et des baryons :

$$\pi p \rightarrow K \Lambda / \Sigma$$

$$\bar{K} p \rightarrow \pi \Lambda \Sigma$$

$$\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} / \bar{\Sigma} \Lambda / \Sigma,$$

Nous n'étudierons pas les réactions avec Y^* , qui ainsi que nous l'avons indiqué dans le paragraphe 4.4.2 du premier chapitre, présentent des propriétés assez différentes (absence de pic prononcé vers l'avant). Les réactions avec production d'un méson excité au vertex mésonique seront laissées de côté à cause de leur plus grande complexité.

2.1 Présentation des données

La figure 6 résume les données existantes. Nous y avons porté pour chaque expérience, la précision de la détermination de la section efficace sous le pic avant. Il faut cependant se rappeler que les régions d'acceptance angulaire sont assez différentes d'une expérience à l'autre.

2.1.1 Caractéristiques générales des réactions d'échange d'hypercharge

A. Sections efficaces différentielles

Les figures 7 à 12 résument les données sur les sections efficaces différentielles. Ces distributions sont caractérisées par l'absence de trou vers l'avant et par la présence d'une cassure très nette.

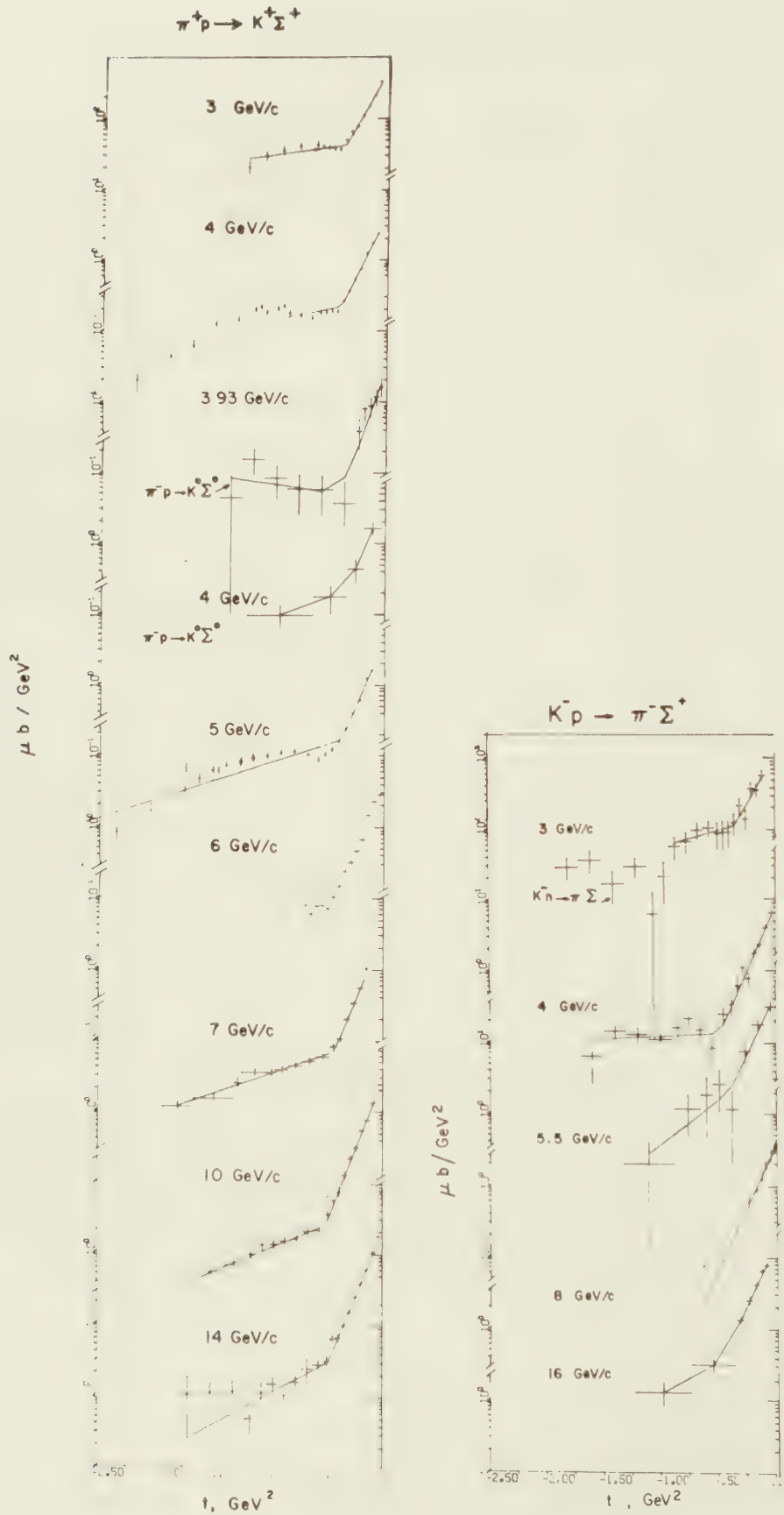


Fig. 7

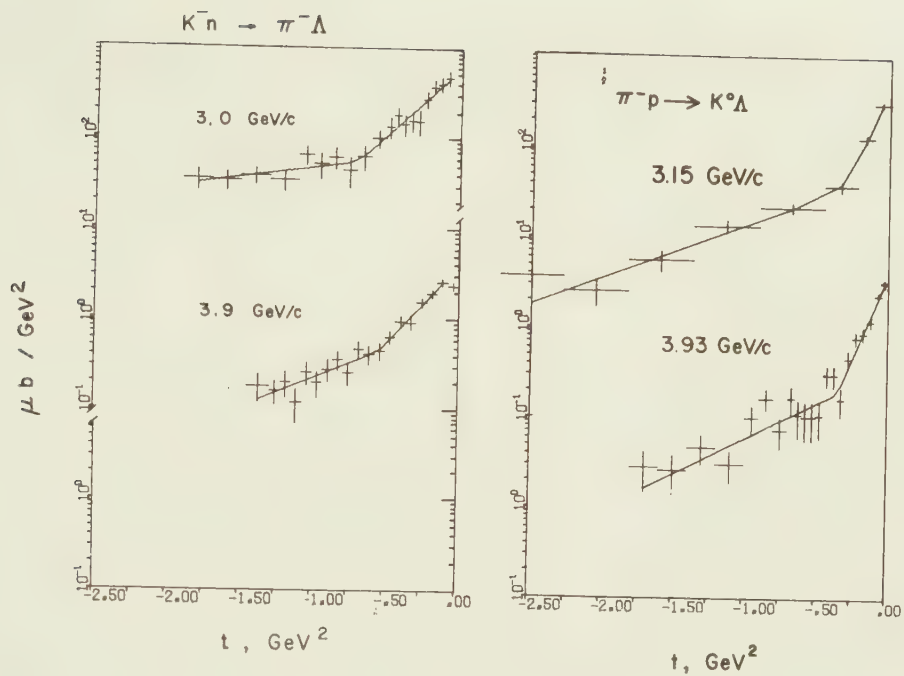


Fig. 8

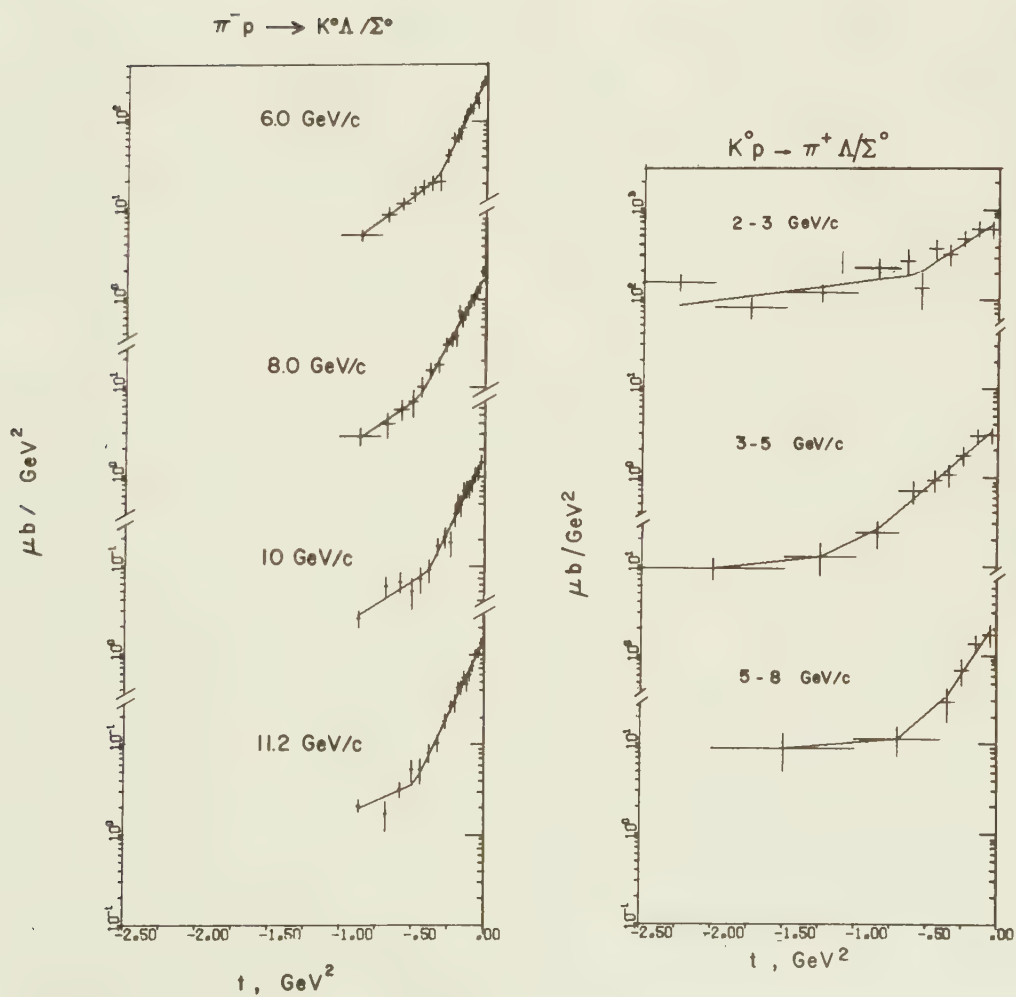


Fig. 9

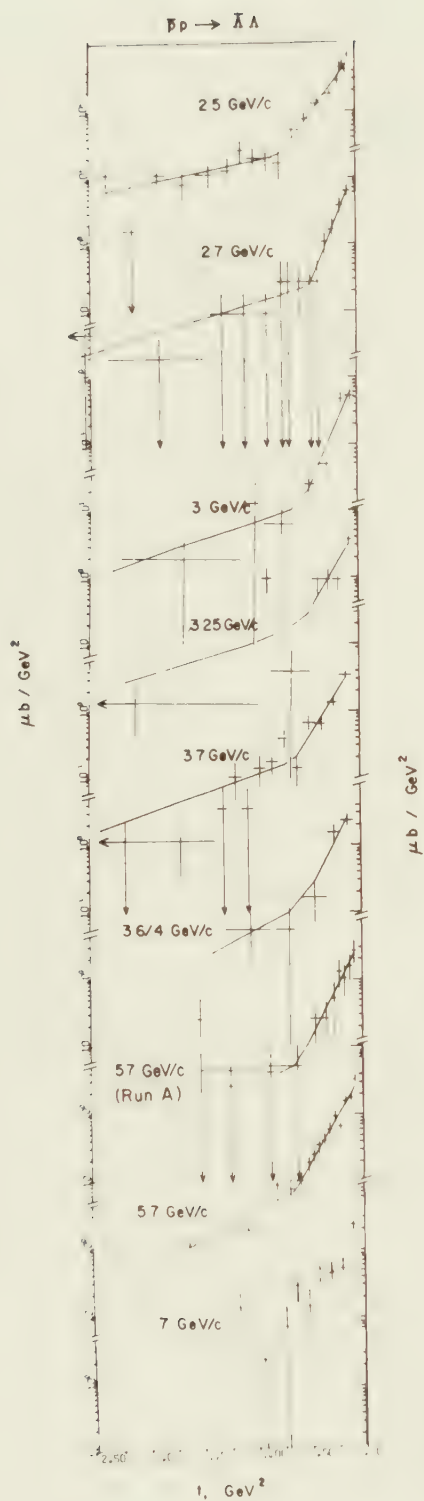


Fig. 10

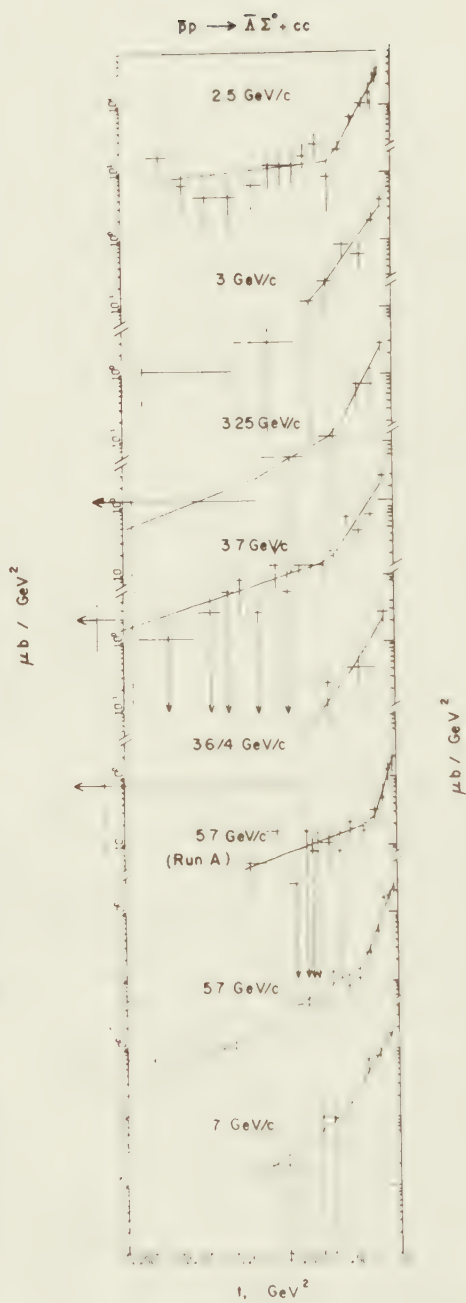


Fig. 11

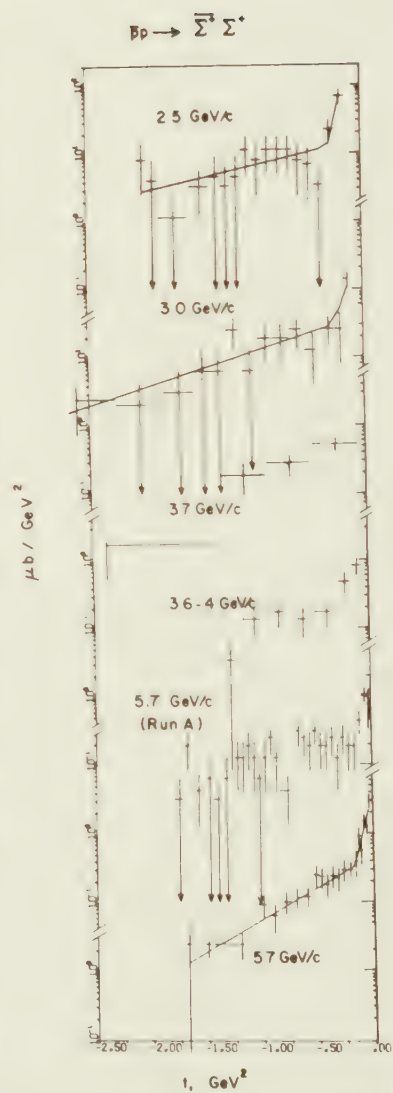


Fig. 12

Nous avons essayé de décrire chacune de ces distributions avec deux exponentielles ajustées de façon à donner la pente du pic et de la queue, et la position de la cassure :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= \sigma_a a e^{at} & |t| < |t_o| \\ &\sigma_a a e^{(a-b)t_o} e^{bt} & |t| > |t_o| \end{aligned}$$

Les résultats sont donnés table I. Ils doivent être à notre sens considérés à titre qualitatif : les données sont loin d'être expérimentalement sûres (voir par. 2.1.2) et les résultats de ce type d'ajustement dépendent fortement de la forme analytique choisie : en particulier, lorsqu'il y a un trou à $t \sim -0.3 \text{ GeV}^2$ ($\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ en dessous de 6 GeV/c), notre procédure est arbitraire. Cependant, c'est la méthode la plus simple pour comparer un ensemble de réactions présentant de grandes variations de précision statistique.

Les pentes du pic vers l'avant sont de l'ordre de 8 GeV^{-2} à comparer avec des valeurs inférieures à 2.5 GeV^{-2} dans la région de la queue. On peut noter des exceptions : $K N \rightarrow \pi \Lambda$ où la pente vers l'avant est beaucoup plus petite ($\sim 3.5 \text{ GeV}^{-2}$) et les données à basse énergie où la pente de la queue est très faible ($\sim .5 \text{ GeV}^{-2}$ à cause d'un trou à $t \approx -0.3$). La position de la cassure varie assez fortement d'une réaction à l'autre, en particulier dans les réactions d'antiprotons.

On peut remarquer enfin, que la section efficace σ du pic avant, est une fois et demie à deux fois plus grande pour les réactions avec K incident que pour les réactions correspondantes avec π incident à la même énergie.

B. Dépendance en énergie

Les figures 13 à 17 donnent la dépendance en s des estimations σ_a , a , b , t_o suivant la formule donnée plus haut.

Pour la section efficace sous le pic avant σ_a , on obtient les dépendances en s suivantes

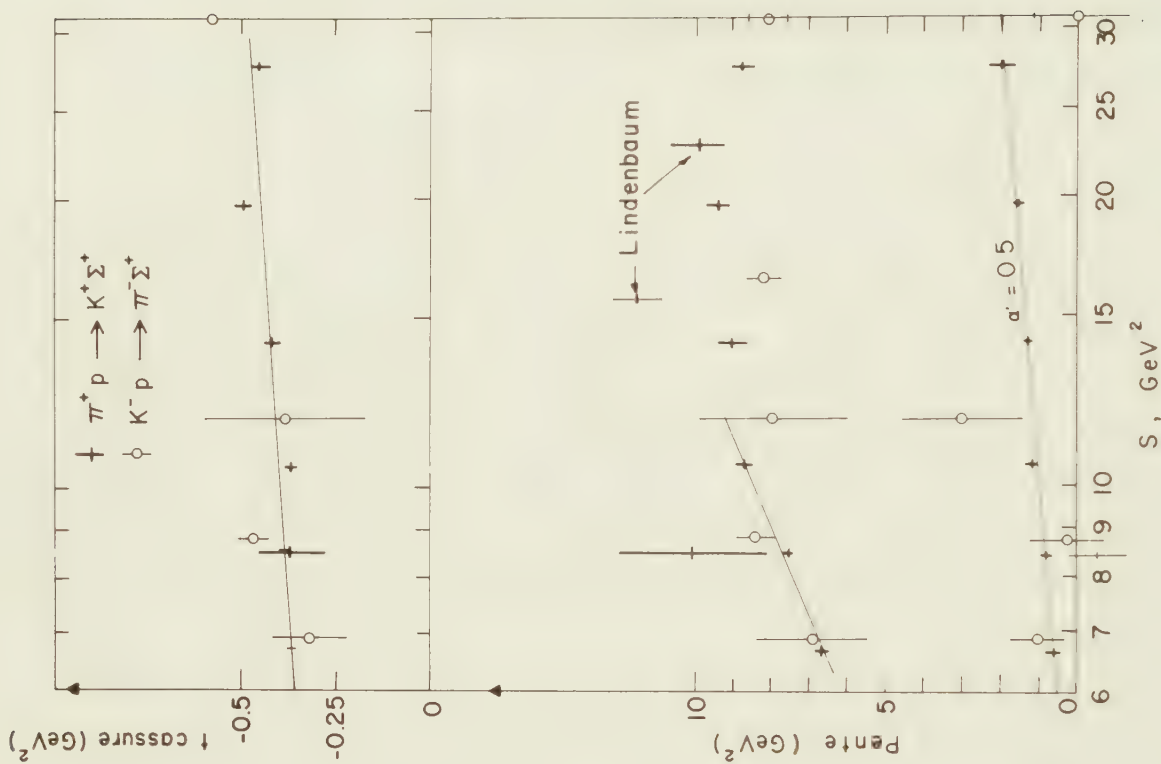


Fig. 13b

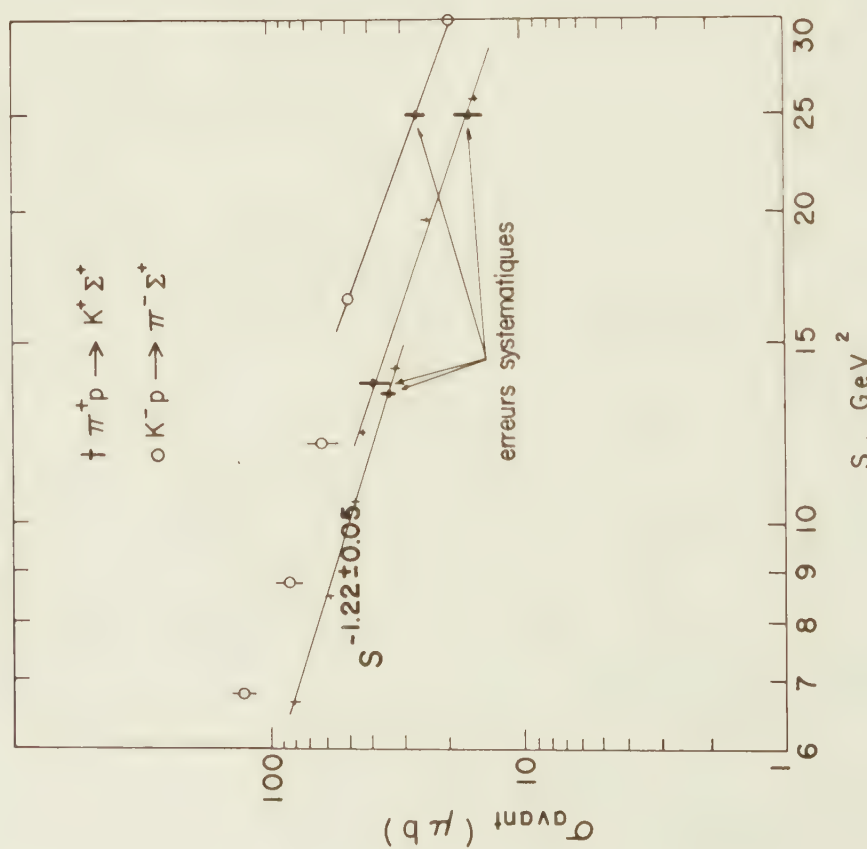


Fig. 13a

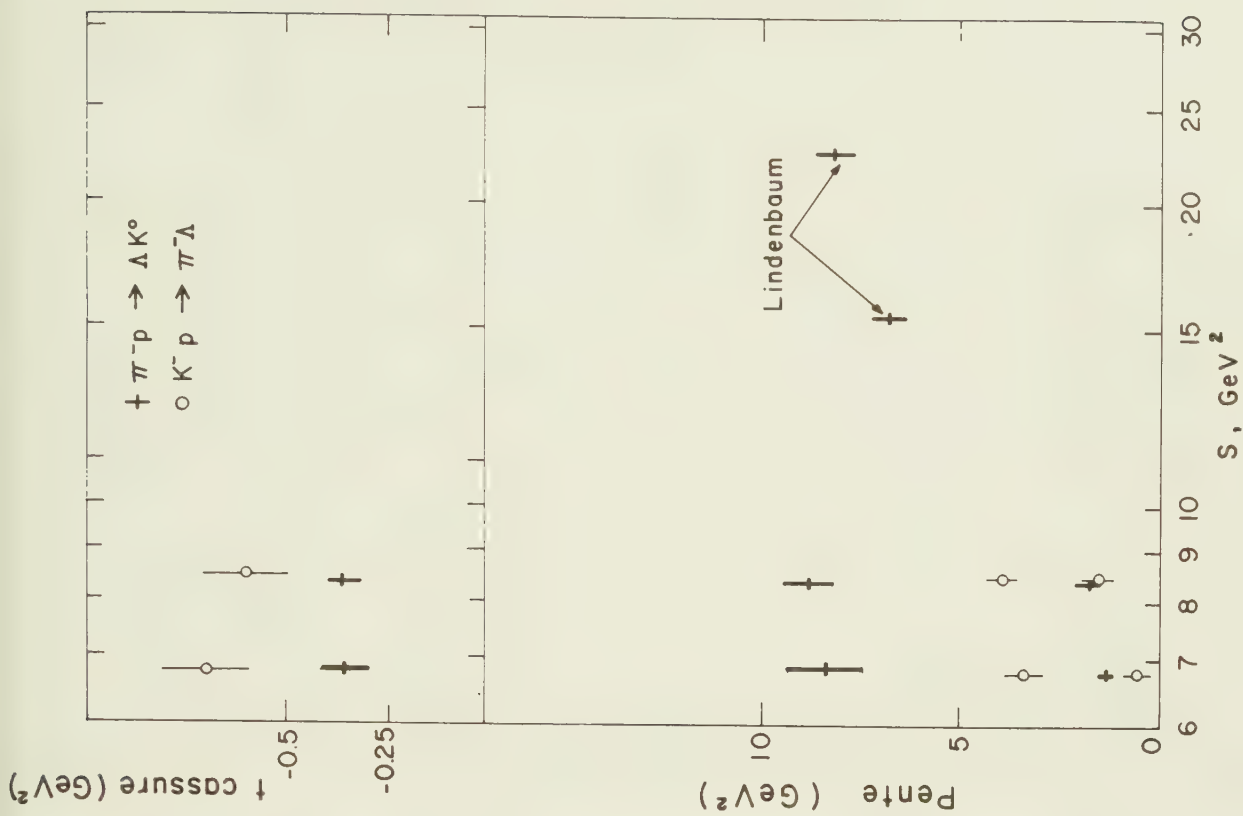


Fig. 14b

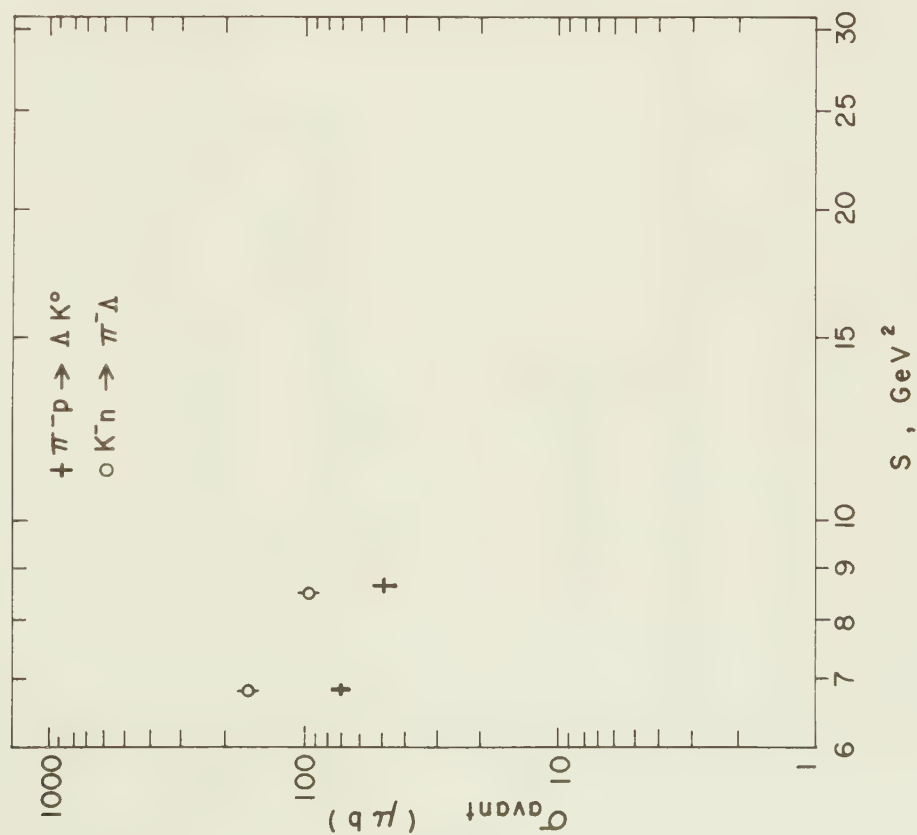


Fig. 14a

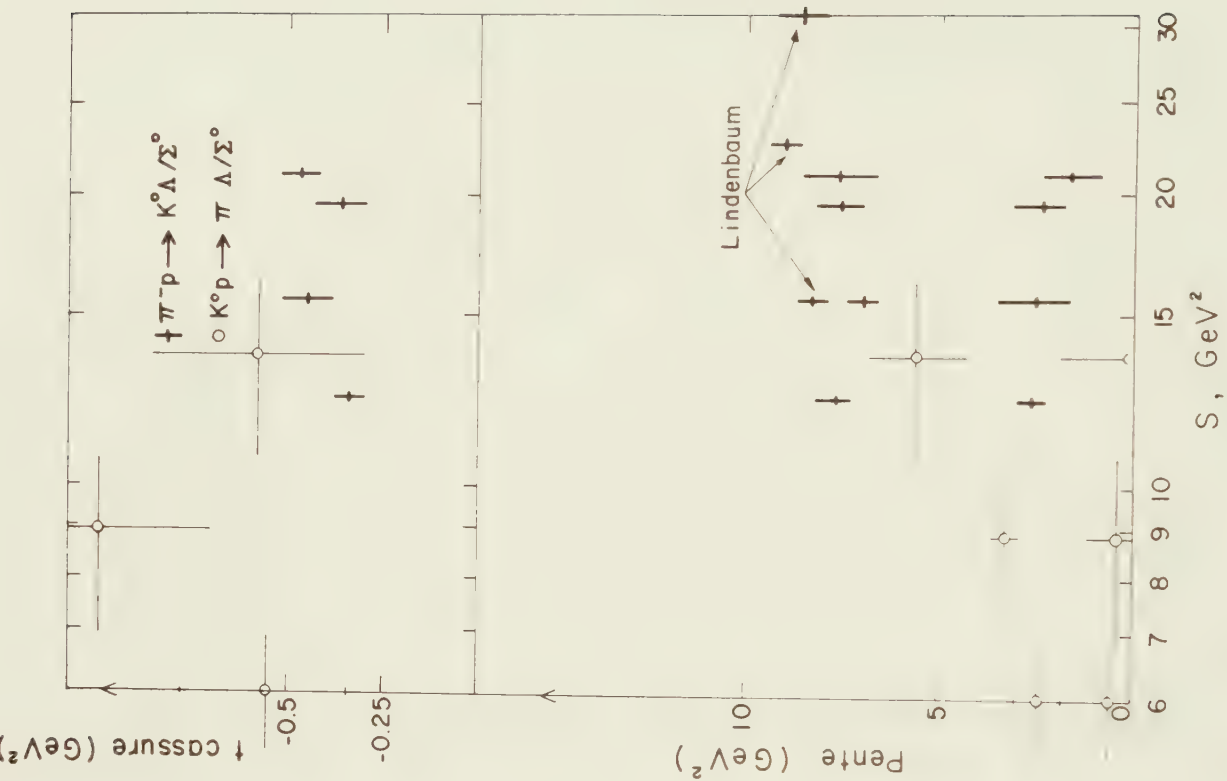


Fig. 15b

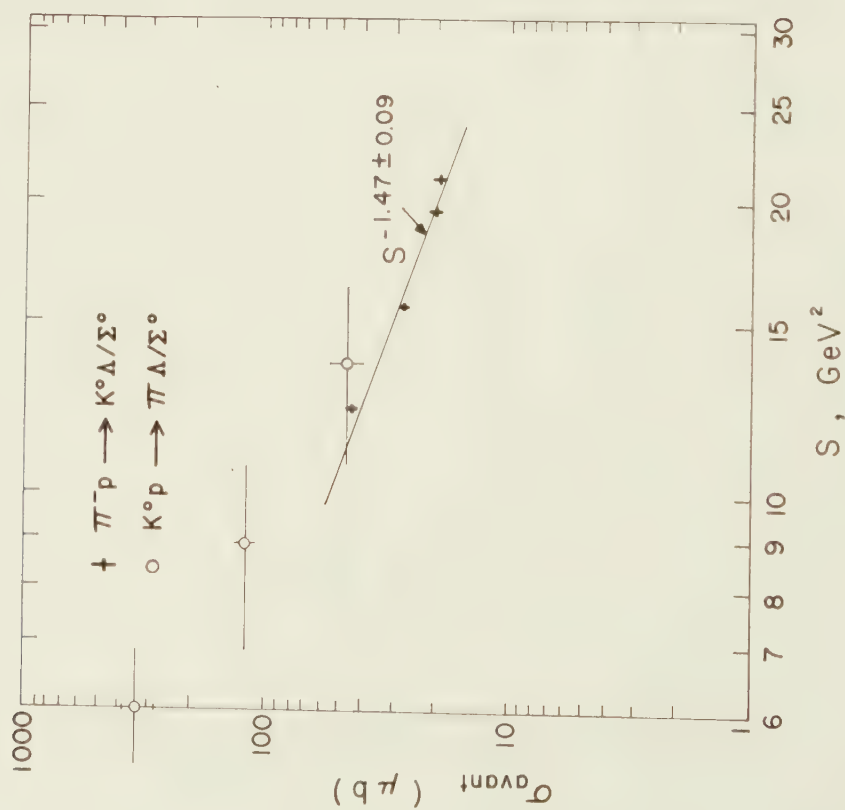


Fig. 15a

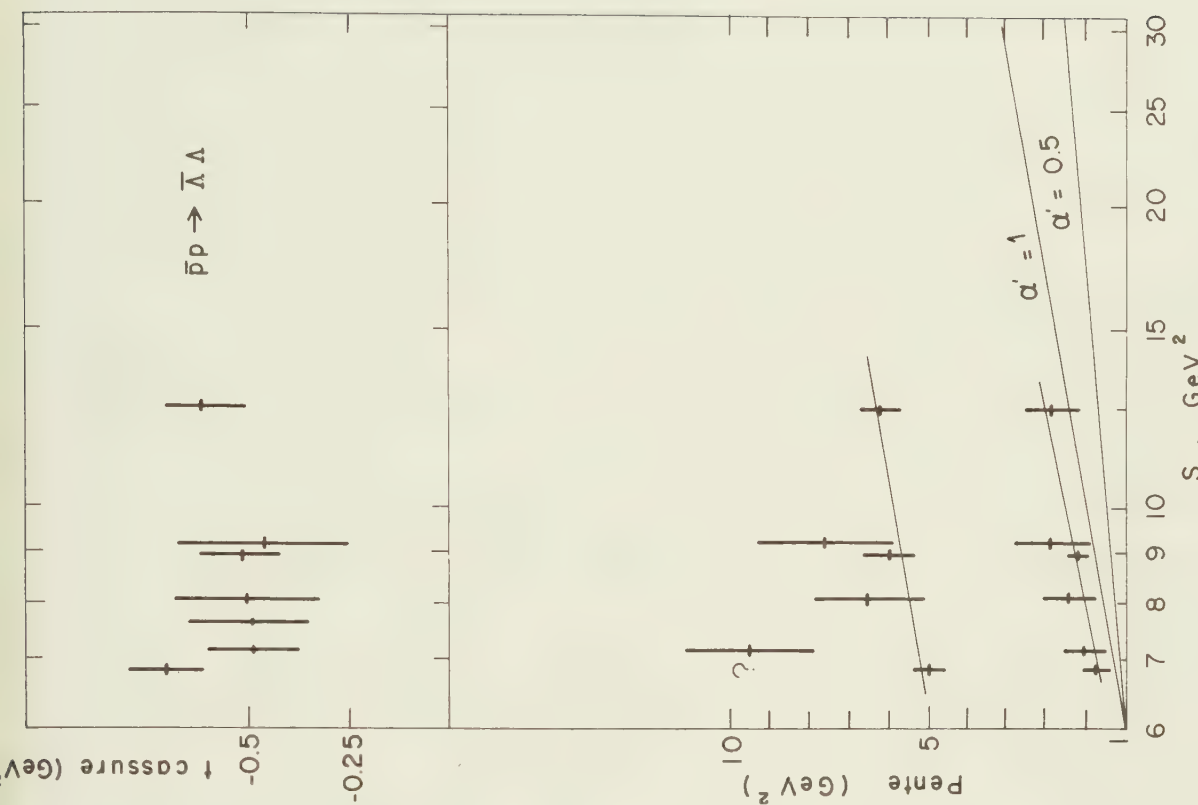


Fig. 16b

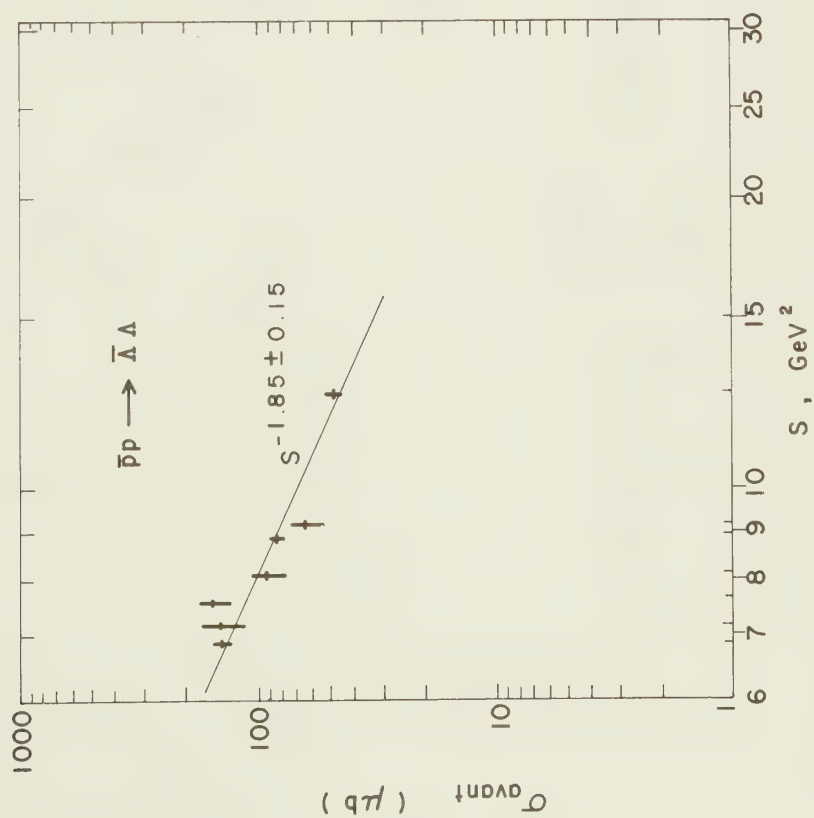


Fig. 16a

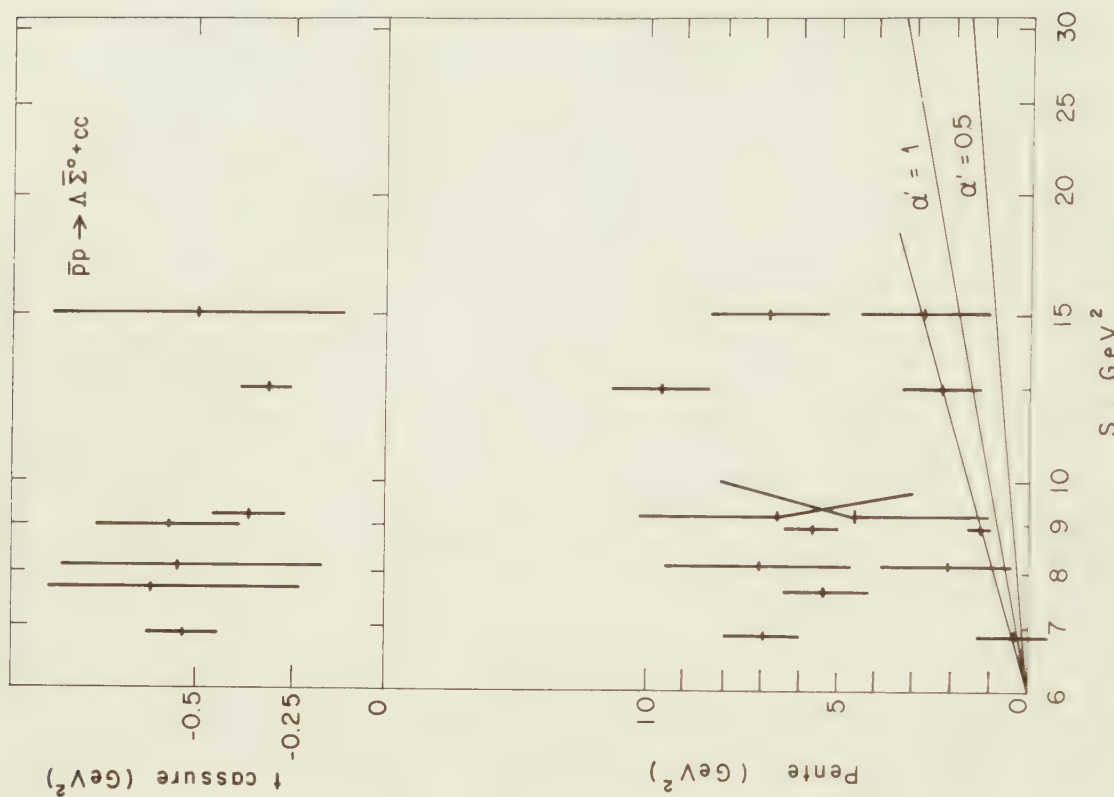


Fig. 17b

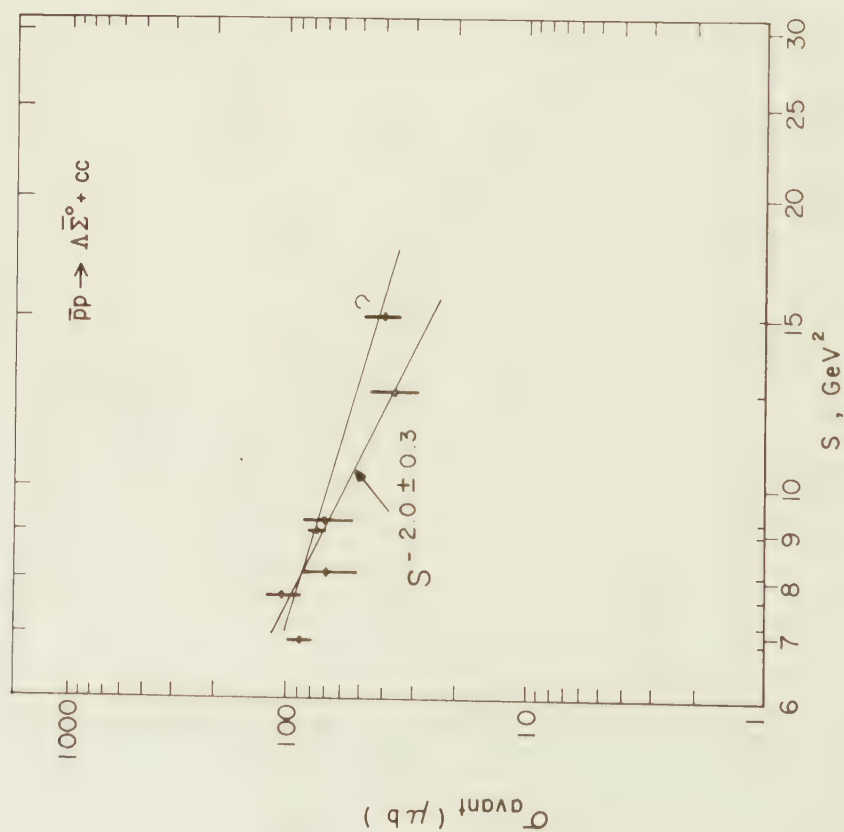


Fig. 17a

TABLE I

Ajustement aux données de deux exponentielles ^{*)}

$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ [Pruss et al. 69] , [Bashian et al.]

P_{lab}	σ_a	a	b	t_o	Remarques
3	$81.3 \pm 1.$	$6.68 \pm .15$	$.53 \pm .13$	$-.37 \pm .01$	} erreur systématique = 5 %
4	$58.5 \pm .9$	$7.6 \pm .2$	$.77 \pm .05$	$-.39 \pm .01$	
5	$47. \pm 1.$	$8.7 \pm .2$	$1.19 \pm .03$	$-.37 \pm .01$	
7	$33. \pm 2.$	$9.0 \pm .4$	$1.3 \pm .1$	$-.42 \pm .02$	
6	$44. \pm 1.$	$10.1 \pm .3$	--	--	} erreur systématique = 10 % préliminaire
10	$25.6 \pm .6$	$9.4 \pm .2$	$1.54 \pm .15$	$-.49 \pm .02$	
14	$18.5 \pm .6$	$8.8 \pm .3$	$1.99 \pm .35$	$-.46 \pm .03$	

$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ [Sabre 69] , [Moscoso et al.] , [Birnbbaum et al.]

3	$125. \pm 12$	6.3 ± 1.5	$1. \pm .8$	$-.32 \pm .1$	$K^- n \rightarrow \pi^0 \Sigma^0$ préliminaire
4	$86. \pm 4.$	$8.4 \pm .5$	$1.8 \pm .3$	$-.48 \pm .04$	
5.5	$63. \pm 8.$	7.9 ± 1.3	$3. \pm 1.7$	$-.39 \pm .2$	
8	50.8 ± 1.7	$8.2 \pm .5$			} erreur systématique = 10 %
16	$19.3 \pm .8$	$8.1 \pm .5$	$.5 \pm 5.$	$-.6 \pm .3$	

$\pi^- p \rightarrow K^- \Lambda$ [Dahl et al.] , [Abramovitch et al.]

3.15	$70. \pm 4.$	$8.4 \pm .9$	$1.40 \pm .15$	$-.33 \pm .05$	
3.93	$49. \pm 2.5$	$8.8 \pm .7$	$1.9 \pm .3$	$-.35 \pm .04$	

$K^- n \rightarrow K^0 \Lambda$ [Sabre 69] , [Crenell et al.]

3	$189 \pm 12.$	$3.4 \pm .4$	$.55 \pm .3$	$-.69 \pm .11$	
3.9	$99 \pm 5.$	$4.0 \pm .4$	$1.5 \pm .4$	$-.54 \pm .11$	

*) Pour les données les plus précises au-dessus de 3 GeV/c.

$\pi^- p \rightarrow K^0 \Sigma^0$ [Abramovitch et al.]

P_{lab}	σ_a	a	b	t_o	Remarques
4	$25. \pm 3.6$	$10.6 \pm 2.$	$-.5 \pm .9$	$-.37 \pm .09$	

$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda / \Sigma^0$ [Bertolucci et al.]

6	42.5 ± 1.5	$7.7 \pm .5$	$2.9 \pm .4$	$-.34 \pm .04$	
8	26.7 ± 1.1	$7.0 \pm .4$	$2.6 \pm .9$	$-.45 \pm .07$	
10	19.9 ± 1.2	$7.6 \pm .6$	$2.4 \pm .7$	$-.39 \pm .06$	
11-2	$19.2 \pm .8$	$7.9 \pm .4$	$1.6 \pm .7$	$-.47 \pm .05$	

$K^0 p \rightarrow \pi^+ \Lambda / \Sigma^0$ [Brody et al.]

2-3	$341 \pm 50.$	$2.5 \pm .6$	$.5 \pm .25$	$-.6 \pm .2$	
3-5	$123. \pm 11.$	$3.2 \pm .4$	$.4 \pm .7$	$-1. \pm .25$	
5-8	$45. \pm 6$	5.6 ± 1.2	$.0 \pm 1.3$	$-.6 \pm .3$	

$\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ [Badier et al. 67] , [Fisher et al.] , [Musgrave et al.] [Baltay et al.]
[Atherton et al. 70] , [Chien et al.]

2.5	$144. \pm 9.$	$5.0 \pm .4$	$.73 \pm .3$	$-.7 \pm 1.$	
2.7	$146. \pm 23.$	9.5 ± 1.8	$1.1 \pm .5$	$-.43 \pm .11$	
3.	$157. \pm 25.$	9.3 ± 1.7	$1.3 \pm .8$	$-.5 \pm .15$	
3.25	$92. \pm 14.$	6.5 ± 1.4	$1.5 \pm .6$	$-.5 \pm .2$	
3.6-4.	$65. \pm 11.$	7.7 ± 1.8	$1.9 \pm .3$	$-.47 \pm .2$	
3.7	$85. \pm 6.$	$6.0 \pm .6$	$1.3 \pm .2$	$-.57 \pm .1$	
5.7	$47. \pm 3.$	$6.2 \pm .5$	$1.9 \pm .7$	$-.6 \pm .1$	

$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma^0 + \text{conjugué de charge}$ [Badier et al. 67] , [Fisher et al.] ,
[Musgrave et al.] , [Baltay et al.] ,
[Atherton et al. 70] , [Chien et al.]

P_{lab}	σ_t	a	b	t_o	Remarques
2.5	$89 \pm 11.$	$6.9 \pm 1.$	$.4 \pm .3$	$-.54 \pm .1$	
3.	104 ± 17	5.2 ± 1.1	2.6 ± 1.7	$-.7 \pm .4$	
3.25	$69. \pm 19.$	$7. \pm 2.5$	2.1 ± 1.8	$-.5 \pm .4$	
3.6-4	$70. \pm 18.$	6.7 ± 3.8	4.6 ± 3.8	$-.4 \pm 1.1$	
3.7	$76. \pm 8.$	$5.7 \pm .9$	$1.2 \pm .3$	$-.57 \pm .13$	
5.7	$37 \pm 4.$	9.7 ± 1.3	$2.2 \pm .4$	$-.32 \pm .07$	
7	$41 \pm 7.$	6.2 ± 1.6	2.7 ± 1.6	$-.5 \pm .3$	

$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+ *$) [Badier et al. 67] , [Fisher et al.] , [Musgrave et al.] ,
[Baltay et al] , [Atherton et al. 70] , [Chien et al.]

5.7	$32. \pm 4.$	$14.9 \pm 3.$	$2.2 \pm .3$	$-.17 \pm .04$	
-----	--------------	---------------	--------------	----------------	--

*) Les données existantes aux autres énergies sont trop imprécises pour
montrer de façon claire un pic vers l'avant.

$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$s - 1.22 \pm .05$	*)
$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$	$s - 1.14 \pm .08$	
$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda/\Sigma^0$	$s - 1.47 \pm .09$	
$\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$	$s - 1.85 \pm .15$	
$\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma^0 + cc$	$s - 2.0 \pm .3$	**))

La figure 18 donne la trajectoire effective $\alpha(t)$ pour les 2 premières réactions (d'après [Michael, communication privée]).

La pente du pic vers l'avant augmente généralement entre 3 et 6 GeV/c. Le rétrécissement du pic est particulièrement sensible dans $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ où il accompagne la disparition progressive d'un deuxième maximum et dans $K^0 p \rightarrow \pi^+ \Lambda/\Sigma^0$. Au dessus de 6 GeV/c, les données existantes pour $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$, $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda/\Sigma^0$ et $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ sont compatibles avec une pente constante.

Pour les deux autres quantités, b et t_0 , seule $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ est suffisamment bien mesurée pour permettre des conclusions : la pente b de la queue dans ce cas augmente suivant l'expression $b_1 + \log \frac{s}{s_0} \text{ GeV}^{-2}$. La position de la cassure t_0 se rapproche de 0 suivant $t_1 + .75 \log \frac{s}{s_0} \text{ GeV}^2$.

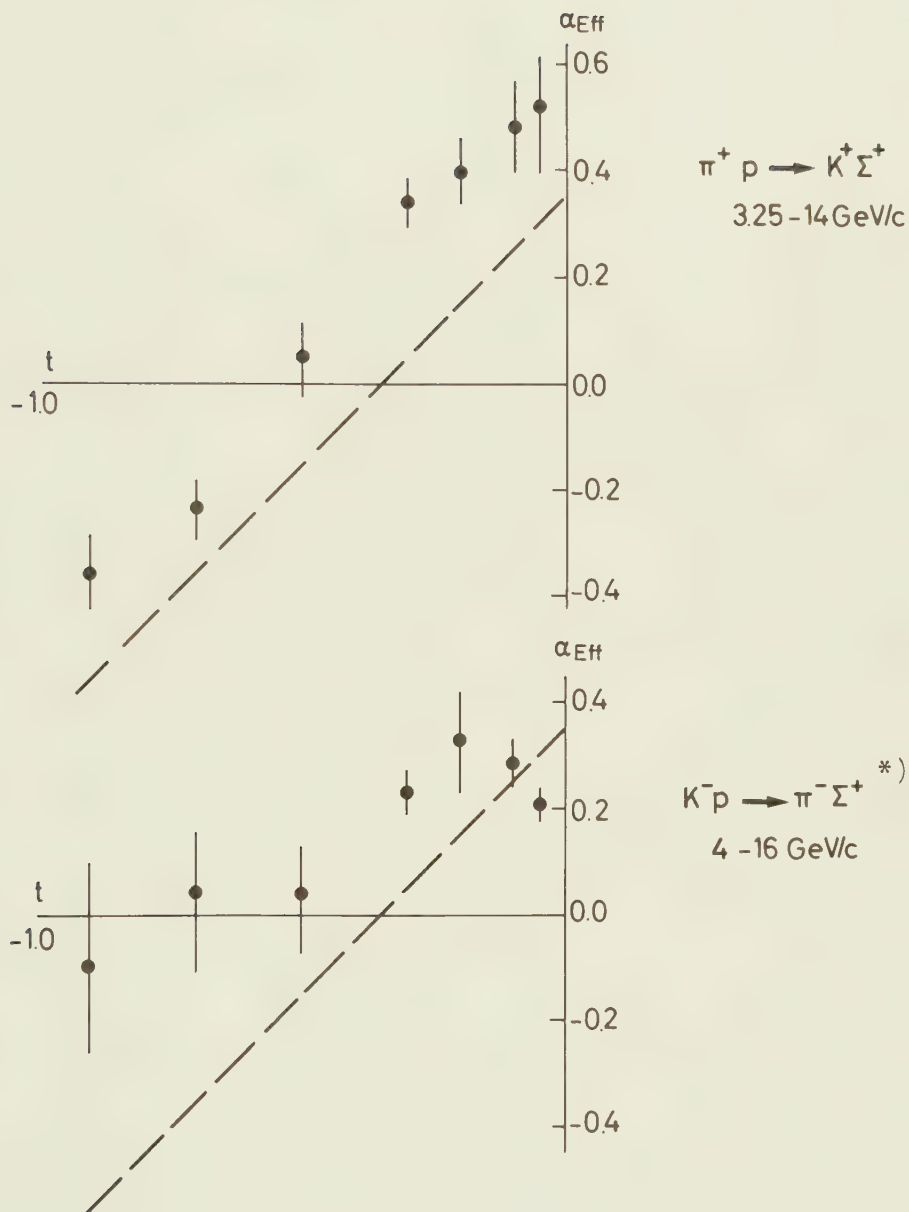
C. Polarisation

Les mesures de polarisation existantes sont résumées fig. 19. On peut en dégager la systématique suivante :

- il n'y a pas de changement radical avec l'énergie;
- dans les réactions avec π et $\bar{p}$ incident, la polarisation change de signe tandis qu'elle reste de signe constant (jusqu'à 1 GeV² au moins) pour les réactions avec K incident. Ce zéro ne semble pas associé à la cassure (voir $\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ et $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$);

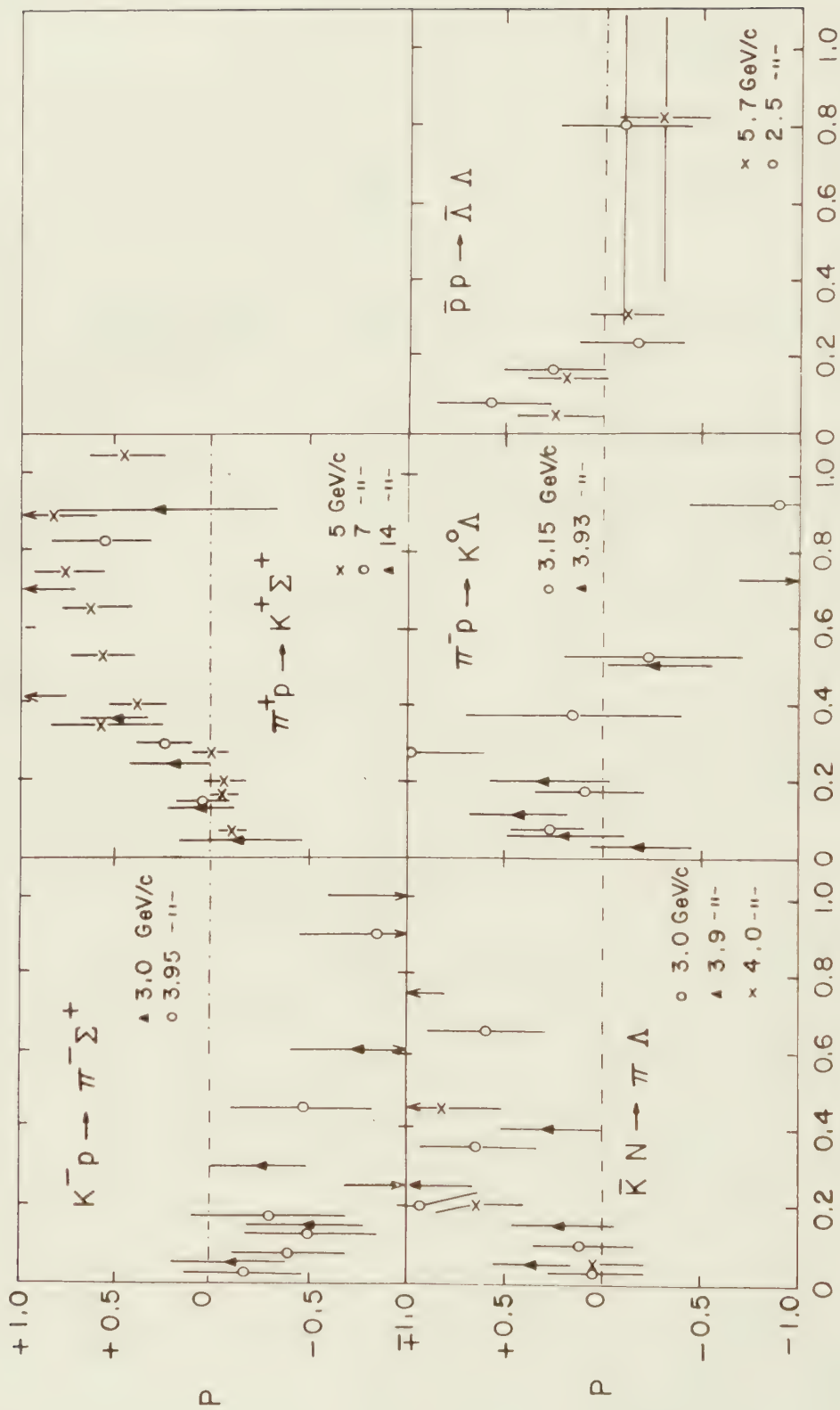
*) En n'utilisant que les données entre 3 et 7 GeV/c de [Pruss et al.].

**) En n'utilisant ni le point à 2.5 GeV/c, ni celui à 7 GeV/c.



*) Les données à 8 et 16 GeV/c ont été renormalisées par un facteur 0.69 (voir par. 2.1.2).

Fig. 18



-t , GeV²

Fig. 19

- la polarisation de Σ est opposée à celle du Λ et plus petite pour $|t| < .3 \text{ GeV}^2$

- dans les deux cas, les réactions "croisées de ligne"



produisent des polarisations de même signe pour $|t| < .3$

TABLE II

Matrice densité de $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$

P_{lab}	C_{xx}	C_{yy}	C_{zz}	C_{zx}	P_y	Remarques
2.3	$-1.1 \pm .44$	$1.07 \pm .44$	$-.96 \pm .44$	$.65 \pm .32$		
2.5	$-.90 \pm .45$	$.27 \pm .45$	$-.66 \pm .45$	$.63 \pm .32$	$.11 \pm .11$	*)
5.7	$.5 \pm .6$	$2.3 \pm .6$	$-1.6 \pm .6$	$.5 \pm .36$	$.14 \pm .15$	Compatible avec $C_{yy} = 1$ $C_{zz} = -1$ à 1.7 écarts
Moyenne	$-.7 \pm .3$	$1. \pm .3$	$-.96 \pm .3$	$.6 \pm .2$		

Ces valeurs sont les moyennes:

$$\frac{\langle C_{ij} \frac{d\sigma}{dt} \rangle}{\langle \frac{d\sigma}{dt} \rangle} \text{ prise entre } t = 0 \text{ et } T = -2.5 \text{ GeV}^2$$

Les axes sont ceux définis fig. 39.

La fig. 40 donne les graphes correspondant à C_{yy} et C_{zz} à 5.7 GeV/c.

*) Nous pensons avoir détecté pour la polarisation une erreur de signe dans la publication originale [Badier et al 67]. Deux erreurs d'impression rendent de plus l'article difficile à lire:

$$O_x = \vec{p} \times \vec{\Lambda} \quad (= \text{notre } O_y)$$

et $\alpha_{\Lambda} = -\alpha_{\bar{\Lambda}} = -.646$ (les angles donnés sont ceux des π).

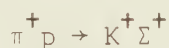
Dans le cas de $\bar{p}p \rightarrow \Lambda\Lambda$ (*) la matrice densité dépend de 4 autres quantités : des corrélations C_{ij} entre la polarisation des deux hyperons respectivement sur les axes i et j (voir l'appendice B.IV). Trois expériences ont mesuré ces quantités. La table II en donne les résultats. Là encore, les variations en 2.5 et 5.7 semblent assez faibles.

2.1.2 Etude critique des données expérimentales

Ceci dit, il reste que les données sont bien incomplètes et imprécises. Non seulement la précision statistique est encore faible, mais même au niveau de précision actuelle, certaines données semblent présenter des biais non-négligeables. Nous séparerons la discussion des expériences d'électronique et de chambre à bulles.

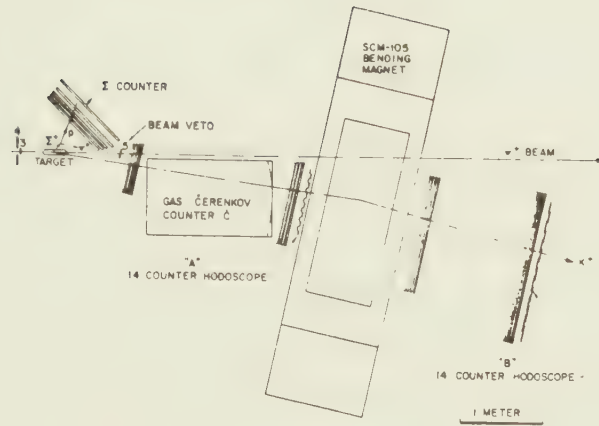
A. Expériences d'électronique

Il y a deux expériences d'électronique qui ont mesuré la réaction

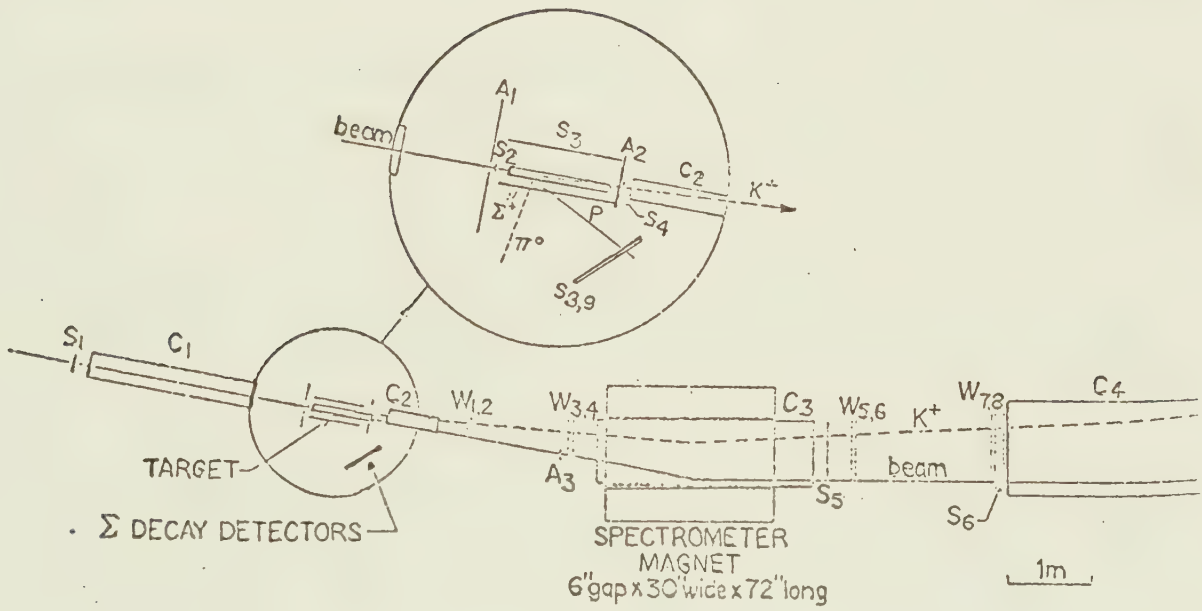


Le groupe d'Argonne - Michigan [Pruss et al.] a utilisé pour sa mesure entre 3 et 7 GeV/c, l'appareillage schématisé fig. 20a. A plus haute énergie, le groupe Stony Brook - Wisconsin [Bashian et al.] a utilisé l'appareillage de la fig. 20b. La différence majeure entre les deux expériences vient du fait que, ne mesurant pas la direction du proton de désintégration du Σ avec des chambres à étincelles et travaillant dans des conditions plus difficiles, la seconde expérience a dû inclure dans le déclenchement un plus grand nombre de conditions afin de limiter le fond (en particulier, anticoïncidences proches de la cible) ; il en résulte une grande difficulté à se normaliser de façon absolue. Les deux expériences sont compatibles en fait dans leur région de recouvrement dans la limite des erreurs systématiques, mais

(*) Cette mesure est possible aussi dans les réactions $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$ et $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma^0$. Il est néanmoins plus difficile d'être sûr de l'absence de biais dans les distributions de désintégration.



a)



b)

Fig. 20

clairement, ce n'est pas une confirmation de la bonne normalisation de ces expériences.

Des difficultés de normalisation peuvent exister aussi dans les données de Carnegie - Brookhaven. La réaction



est mesurée à 8 et 16 GeV/c par masse manquante. La normalisation semble peu compatible avec les données à plus basse énergie ainsi qu'il apparaît sur la figure 13. Irving, Martin et Michael [Irving et al.] proposent de renormaliser ces données par .66. Leurs arguments sont fondés sur l'étude de la trajectoire effective $\alpha(t)$ pour différents t et sur le fait que la même expérience aux mêmes énergies donne pour le scattering vers l'arrière $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ des points $\frac{1}{.66}$ plus hauts que les autres expériences. Ces arguments n'ont cependant rien d'absolu : il se peut qu'il y ait une rupture de tendance aux alentours de 6 GeV/c. D'autre part, les procédures de normalisation de deux réactions différentes sont différentes et le mauvais résultat dans $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ ne condamne pas forcément la mesure de $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$.

Il est difficile de juger l'expérience de Manelli et collaborateurs : $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda / \Sigma^0$, du fait de l'absence d'expériences similaires.

On peut donc difficilement conclure et le besoin est évident d'une expérience soignée mesurant si possible avec le même appareillage les couples de réactions croisées de ligne au-dessus de 7 GeV/c.

Quant aux polarisations dans les deux premières expériences, leur mesure a été faite en comptant le nombre de désintégrations d'un côté et de l'autre du plan de réaction. Les angles dans le laboratoire sont suffisamment grands à t petit ou moyen ($\sim 40^\circ$ à $t = -.1 \text{ GeV}^2$) pour que des problèmes de résolution ou d'alignement mécanique des télescopes

vers l'avant et sur le côté soient sans conséquence. Il nous semble donc qu'il n'y a pas de problème de ce côté.

B. Expériences de chambre à bulles

On peut regrouper les problèmes expérimentaux dans 3 rubriques :

i) Les problèmes de séparation du fond

Dans une expérience de chambre à bulles, du fait de faibles statistiques, il est difficile d'appliquer pour chaque lot de données des tests simples fondés sur la distribution expérimentale de certaines quantités (masse manquante par exemple) et l'on est obligé de s'appuyer pour la séparation du fond sur un test de χ^2 . Ce test suppose une difficile estimation des erreurs de mesure. Ceci est particulièrement préoccupant pour les régions de grand $|t|$ où la section efficace est faible^(*) et où toute contamination va avoir un effet plus grand, pouvant diminuer par exemple sensiblement la pente de la queue (nous avons effectivement observé cet effet dans nos propres données à des stades préliminaires).

Le problème se pose particulièrement lorsqu'on mesure des Σ : si le programme cinématique GRIND n'a aucun mal à séparer un $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ d'un $\Sigma^+ \rightarrow n\pi^+$, les erreurs sur les angles semblent arbitraires. La distribution de probabilité des "fits" cinématiques en conséquence n'est pas plate et la séparation d'avec les événements avec un π^0 supplémentaire sujette à caution (en particulier pour les événements sur deutérium). Nous avons étudié ce problème dans la réaction

$$\bar{p}p \rightarrow \overline{\Sigma^+} \Sigma^+ \quad \text{à } 5.7 \text{ GeV}/c$$

et nous nous sommes convaincus que cet effet ne peut expliquer une "queue" particulièrement importante dans cette réaction. En effet la section efficace

$$\bar{p}p \rightarrow \overline{\Sigma^+} \Sigma^+ \pi^0$$

(*) En conséquence, ces événements représentent une faible proportion de l'échantillon global et tout test global laissera échapper les caractères pathologiques éventuels de tels événements.

est très faible du fait de l'absence de résonances Y^{*+} légères fortement couplées à $\Sigma\pi$.

Par contre, il ne semble pas que, jusqu'à 6 GeV/c au moins, il y ait des problèmes pour séparer un "fit à 4 contraintes" avec Λ :

$$\text{par exemple } \bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda \quad (\bar{\Lambda} \text{ et } \Lambda \text{ vus})$$

d'un "fit à 2 contraintes" avec Σ^0

$$\begin{array}{l} \bar{p}p \rightarrow \Lambda \Sigma^0 \\ \quad \quad \quad \downarrow \Lambda\gamma \end{array} \quad (\bar{\Lambda} \text{ et } \Lambda \text{ vus})$$

Tous les ambigus sont en fait des Λ ainsi que le montre l'étude des distributions angulaires de désintégrations de Σ^0 non-ambigus et ambigus. Ceci n'est plus vrai lorsque l'on perd des contraintes du fait de l'invivibilité de l'une des particules

$$K^-p \rightarrow \pi^- \Lambda$$

$$\bar{p}p \rightarrow (\bar{\Lambda}) \Lambda \quad (\bar{\Lambda} \text{ non vu})$$

En particulier dans ce dernier cas, personnellement, nous ne croyons pas aux données sur

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Lambda$$

à 7 GeV/c, déduites essentiellement du canal ci-dessus. A 5.7 GeV/c, les réflexions de processus comme $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Sigma^0$, $\Lambda \Sigma^0$, $\Lambda \bar{\Lambda} \pi^0$ étaient déjà trop grandes pour permettre une extraction propre.

ii) Les problèmes de normalisation

En plus des problèmes de séparation de fonds éventuels qui peuvent augmenter la section efficace apparente, on rencontre des problèmes de normalisation liés à des pertes au moment du "scanning" ou de la mesure et du "fit".

Les pertes de "scanning" existent particulièrement pour les Σ . Pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$ à 5.7 GeV/c, nous avons dépouillé 4 fois le film. La comparaison des différents modes de désintégration ($\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ ou $n\pi^+$) et l'étude de la distribution azymutale du plan de désintégration du Σ , sont des tests précieux. Dans le cas cité plus haut, ils donnent des résultats acceptables. Un autre type de biais possible, est la perte des hyperons par proximité; s'ils se désintègrent trop près de l'apex, ils ne sont pas vus. La correction de ces biais, qui dépendent très fortement de t , est particulièrement importante. L'attribution de mauvais poids peut diminuer ou augmenter la pente vers l'avant de façon appréciable. Dans notre expérience, nous avons préféré rejeter plus d'événements que probablement nécessaire, pour être sûrs de la correction apportée.

Les pertes au niveau de la mesure et du programme cinématique, sont plus difficiles à estimer. Le nombre d'événements non-mesurables et la difficulté d'évaluer correctement les erreurs de mesure (et en conséquence les facteurs de correction d'une coupure en χ^2) sont les causes principales d'incertitude sur la normalisation.

iii) Les problèmes de résolution

Ils sont évidents lorsqu'on travaille avec du deutérium. Et l'existence réelle du trou vers l'avant dans

$$K^- n \rightarrow \Lambda \pi^- \quad \text{à 3.9 et 4 GeV/c}$$

[Crenell et al.], [Moscoso et al.] , nous semble nécessiter une démonstration plus étoffée.

Les problèmes de résolution pourraient bien expliquer une autre difficulté. Nous montrons dans l'appendice B.IV que les corrélations de polarisation dans une réaction de type

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$$

sont soumises à un certain nombre d'inégalités. En particulier,

$$1 + C_{zz} + C_{xx} - C_{yy} > 0 \quad ,$$

Or, dans les 3 expériences dont les résultats sont rassemblés table II, le premier membre a tendance à être négatif :

$$\begin{aligned} \text{à } 2.3 \text{ GeV/c} \quad 1 + C_{zz} + C_{xx} - C_{yy} &= -2.13 \pm .76 \quad (2.8\sigma) \\ \text{à } 2.5 \text{ GeV/c} \quad 1 + C_{zz} + C_{xx} - C_{yy} &= -.83 \pm .78 \quad (1.1\sigma) \\ \text{à } 5.7 \text{ GeV/c} \quad 1 + C_{zz} + C_{xx} - C_{yy} &= -2.4 \pm 1.1 \quad (2.3\sigma) \end{aligned}$$

Ce qui était à la rigueur tolérable pour une expérience isolée, ne l'est plus. Nous renvoyons le lecteur au (par. 3.6 de l'appendice B.IV) pour une étude plus détaillée.

C. Conclusion

Il nous faut donc prendre garde à ne pas trop faire dire aux résultats expérimentaux actuels. Cependant, les problèmes de normalisation relative à haute énergie mis à part, les données sont probablement qualitativement correctes.

2.2 Cassure de la dégénérescence d'échange par les réactions d'échange d'hypercharge

2.2.1 Origine théorique de la dégénérescence d'échange dans les réactions d'échange d'hypercharge

Nous considérons les réactions

$$\begin{aligned} \pi p &\rightarrow K \Lambda/\Sigma \\ K p &\rightarrow \pi \Lambda/\Sigma \\ \bar{p} p &\rightarrow \bar{\Lambda}/\bar{\Sigma} \quad \Lambda/\bar{\Sigma} \end{aligned}$$

Dans ces réactions, les trajectoires et les résidus des pôles de Regge K^* et K^{**} sont dégénérés.

Ceci peut se voir de la façon suivante : dans la réaction

$$\pi^+ K^+ \rightarrow K^+ \pi^+$$

il n'y a pas de résonance dans la voie directe. Donc, les pôles échangés K^* et K^{**} (le K est interdit par la conservation de la parité à chacun des 2 vertex) sont dégénérés en trajectoire et résidus. De plus,

l'absence de résonance dans

$$Yp \rightarrow pY \quad (Y = \Lambda \text{ ou } \Sigma)$$

implique la dégénérescence des résidus des K^* et K^{**} aux vertex $K^* p \bar{Y}$, $K^{**} p \bar{Y}$. Par factorisation on en déduit le résultat pour toutes les réactions mentionnées ci-dessus.

On peut déduire le même résultat des hypothèses suivantes [Rosner, Rebbi, Slansky 69] :

- symétrie SU3 exacte pour les résidus
- absence de résonance exotique dans les canaux meson-meson et meson-baryon
- découplage du ϕ et du f' de $N\bar{N}$.

Ceci peut être visualisé pour les réactions meson-baryon par les diagrammes de dualité fig. 21. Cette approche précise de plus, que les réactions avec K^- incidents doivent être décrites par des amplitudes réelles (pas de $e^{-i\pi\alpha}$ puisque les diagrammes de dualité correspondant sont illégaux).

Malheureusement, les deux approches (qui sont en fait équivalentes) conduisent à des difficultés dans les réactions baryon-antibaryon ainsi que nous l'avons vu Chap. I, par. 4.4. Ceci peut jeter un doute sur la dégénérescence d'échange obtenue.

Remarquons que la dégénérescence d'échange n'est pas vraie pour toutes les réactions d'échange d'hypercharge. En particulier dans

$$K^- p \rightarrow \eta \Lambda$$

le K^* est dominant. En effet (cf. Appendice A III) si le K^* et K^{**} sont également couplés à $\pi^- \bar{K}^0$, en prenant ce couplage pour unité

$$K^* K^- \eta = -\frac{3}{2}$$

$$K^{**} K^- \eta = \frac{1}{\sqrt{6}}$$

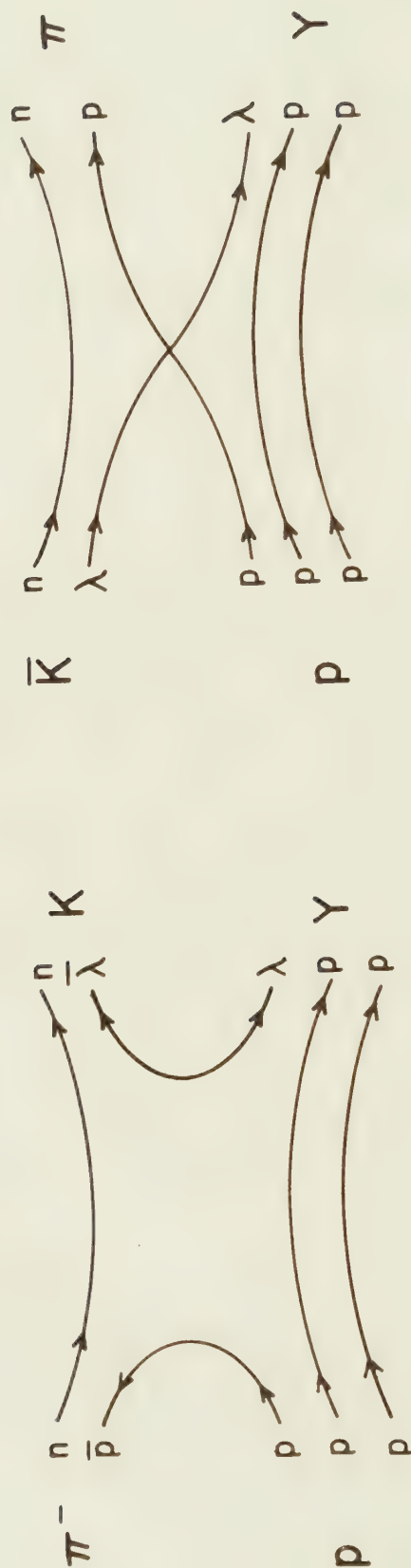


Fig. 21

et l'on s'attend à un trou à $t = - .3 \text{ GeV}^2$ environ dans cette réaction. Cela vient du fait que le contenu en quark du η est

$$\eta = \bar{p}p + \bar{n}n - 2 \bar{\lambda}\lambda$$

et que l'on peut ainsi tracer des diagrammes deux légaux et des diagrammes illégaux.

D'autre part, l'échange de K est présent dans les réactions^(*)

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y'$$

et $\pi/K \ p \rightarrow \text{meson exité } Y$.

Puisque la dégénérescence d'échange n'a pas de grande chance d'être bonne au niveau du K et du Q , les prédictions de la dégénérescence d'échange peuvent être violées pour ces réactions.

2.2.2 Test de la dégénérescence d'échange à haute énergie

Une première façon de tester la dégénérescence d'échange est de se placer à haute énergie. Ainsi que nous l'avons vu (chap. I, par. 1.2.1) elle impose (en l'absence d'autres contributions) que

$$- \quad \frac{d\sigma}{dt}_{ab \rightarrow cd} = \frac{d\sigma}{dt}_{\bar{c}b \rightarrow \bar{a}d}$$

- les polarisations soient nulles.

- absence de trou à $\alpha_K^* = \alpha_K^{**} = 0$

- puisqu'il n'y a qu'un seul objet échangé, les sections efficaces doivent factoriser [Atherton et al. 71].

(*) Le K ne peut se coupler au vertex $K\pi$,

Ces prédictions sont assez mauvaises dans le cas des réactions considérées :

i) Les sections efficaces des pics avant (voir par. 3.1.1) des réactions croisées de ligne, respectivement

$$\begin{aligned} \pi^- p &\rightarrow \Lambda K^0 & \text{et} & & K^- n &\rightarrow \pi^- \Lambda \\ \pi^+ p &\rightarrow K^+ \Sigma & \text{et} & & K^- p &\rightarrow \pi^- \Sigma^+ \end{aligned}$$

ne sont pas égales (avec les réserves sur les normalisations faites plus haut). Les sections efficaces avec K incident sont 1.5 à 2 fois plus grandes que les réactions correspondantes avec π incident. D'autre part, les pentes de $\pi^- p \rightarrow \Lambda K$ et $K^- n \rightarrow \Lambda \pi$ ne sont pas égales.

ii) L'hypéron est polarisé dans toutes les réactions considérées. Nous avons montré de plus en appendice (B.III, par. 3.3) que l'échange d'une seule naturalité (positive dans le cas de K^* , K^{**}) implique dans le cas $\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}Y$

$$\begin{aligned} C_{zz} &= 0 \\ C_{xx} &= 0 \\ C_{zx} &= 0 \end{aligned}$$

Ceci n'est expérimentalement pas le cas dans $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$.

Cependant, l'échange du K dans ces réactions peut faire perdre à cette observation toute portée.

iii) Il n'y a pas de trou marqué dans la distribution angulaire^(*) à $t = -.3 \text{ GeV}^2$ ($\alpha_K \approx 0$) mais il n'y a aucune explication naturelle pour la cassure brutale qui varie suivant les réactions de

$$t = -.17 \quad \text{à} \quad t = -.6 \text{ GeV}^2$$

iv) Enfin, s'il est vrai que l'échange de K et d'isospin 3/2 est faible dans les réactions d'échange d'hypercharge, on a alors les relations de factorisation suivantes (fig. 22) [Atherton et al. 71]

$$\frac{\Sigma^0}{\Lambda} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Lambda)}{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda)} = 4 \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+)}{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma^0)} = 4 \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^{*+} \Sigma^+)}{\frac{d\sigma}{dt}(pp \rightarrow \bar{Y}^{*0} \Lambda)} \quad 1)$$

$$= 2 \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+)}{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda)} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(K^- n \rightarrow \pi^- \Sigma^0)}{\frac{d\sigma}{dt}(K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda)} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0)}{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda)}$$

et

$$\frac{Y^{*0}}{\Sigma^0} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^{*+} Y^{*+})}{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^{*+} \Sigma^+)} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^{*0} \Lambda)}{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^0 \Lambda)} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{Y}^{*+} \Sigma^+)}{\frac{d\sigma}{dt}(\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+)} \quad 2)$$

$$\frac{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow K^+ Y^{*+})}{\frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+)} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow \pi^- Y^{*+})}{\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+)}$$

En d'autres termes, on s'attend à ce que les rapports $\frac{\Sigma^0}{\Lambda}$ et $\frac{Y^{*0}}{\Sigma^0}$ soient des fonctions universelles de t . Les valeurs expérimentales de ces rapports autour de 5.7 GeV/c sont données fig. 23. Les courbes

(*) Celui qui existe dans $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ disparaît avec l'énergie.

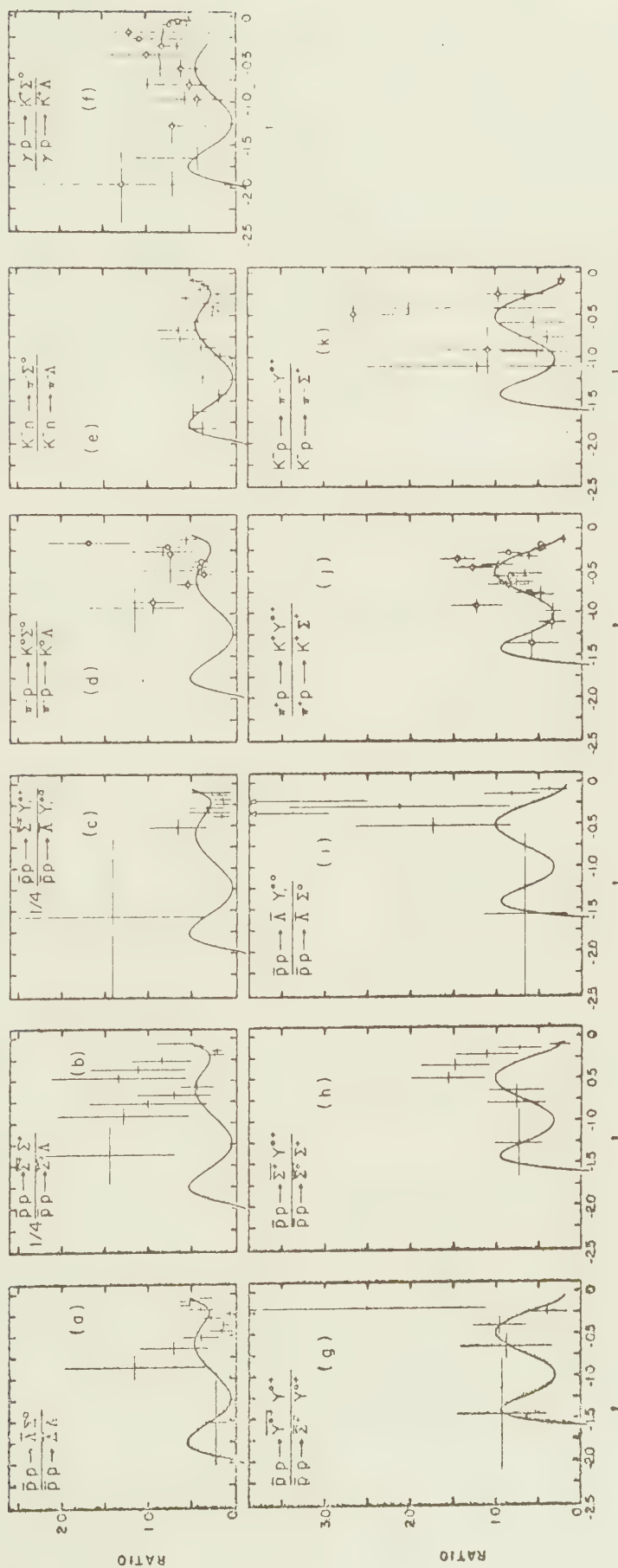


Fig. 23

représentent le polynôme du 5ème degré ajusté à l'ensemble des données sur ces rapports. Bien qu'il faille considérer ceci seulement de façon qualitative, l'accord est loin d'être parfait. Malheureusement, la signification d'un tel test est amoindrie par la présence possible (en tout cas dans $\bar{p}p \rightarrow \Lambda Y^*$) de l'échange du K . Une explication du désaccord par un tel échange n'est pas à notre avis satisfaisante puisqu'il provient surtout de faits qu'il est difficile de corrélérer à la présence du K :

- la position de la cassure varie d'une réaction à l'autre : cela produit des maxima et minima variables du rapport Λ/Σ .

- le rapport Σ/Λ est pour les réactions avec π et γ incidents, plus grand à $t \neq 0$ que dans les réactions avec K et $\bar{p}$ incidents.

2.2.3 Test de la dégénérescence d'échange par analyse en ondes partielles

On peut essayer de tester aussi la dégénérescence d'échange sur les amplitudes données par l'analyse en déphasage. Dans le cas de $K^-p \rightarrow \pi Y$, on doit assister à des oscillations amorties autour de zéro de la partie imaginaire des amplitudes. Ces oscillations doivent devenir de plus en plus faibles à mesure que l'énergie augmente.

Cette analyse a été tentée par Ferro-Luzzi et al. [Ferro-Luzzi et al. 70 et communication privée]. La fig. 24 donne le résultat de leur étude. Malheureusement, il est difficile d'en tirer une conclusion du fait de la trop faible largeur en énergie de la région explorée. Il est curieux de remarquer cependant que la partie imaginaire de l'amplitude de non-retournement d'hélicité dans la voie s f_{++}^s semble mieux osciller autour de zéro que l'amplitude de retournement !

Jackson et ses collaborateurs poursuivent une étude analogue sur $K^-p \rightarrow \pi^- \Lambda$ [Fried et al. 71]. Ils montrent à l'aide d'une règle de somme d'énergie finie (FESR) que la dégénérescence d'échange est assez bien vérifiée pour l'amplitude B , mais beaucoup moins pour A .

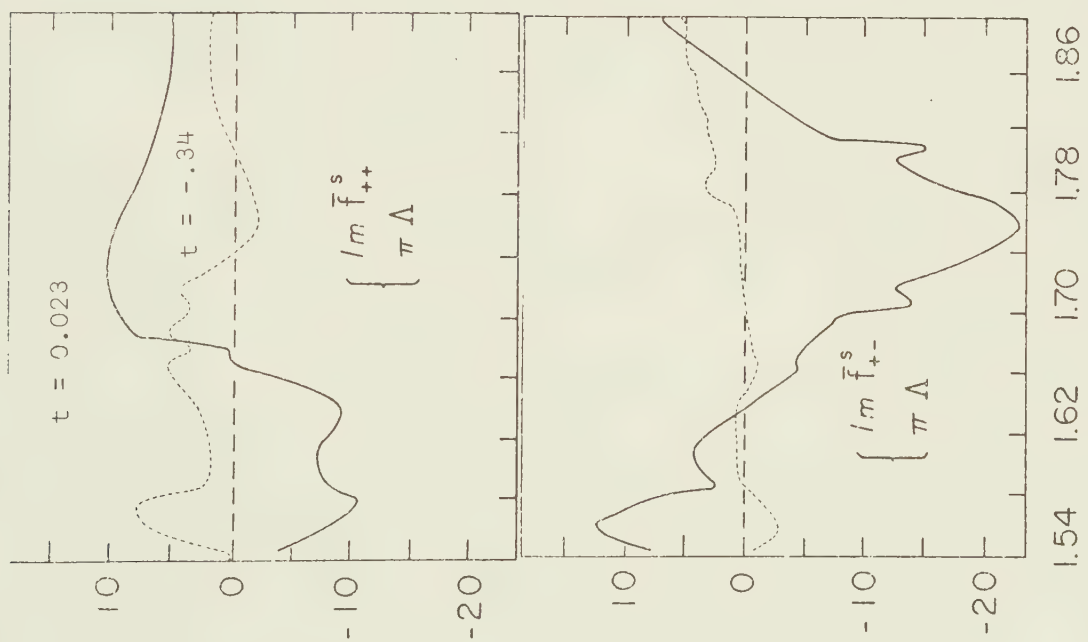


Fig. 24a

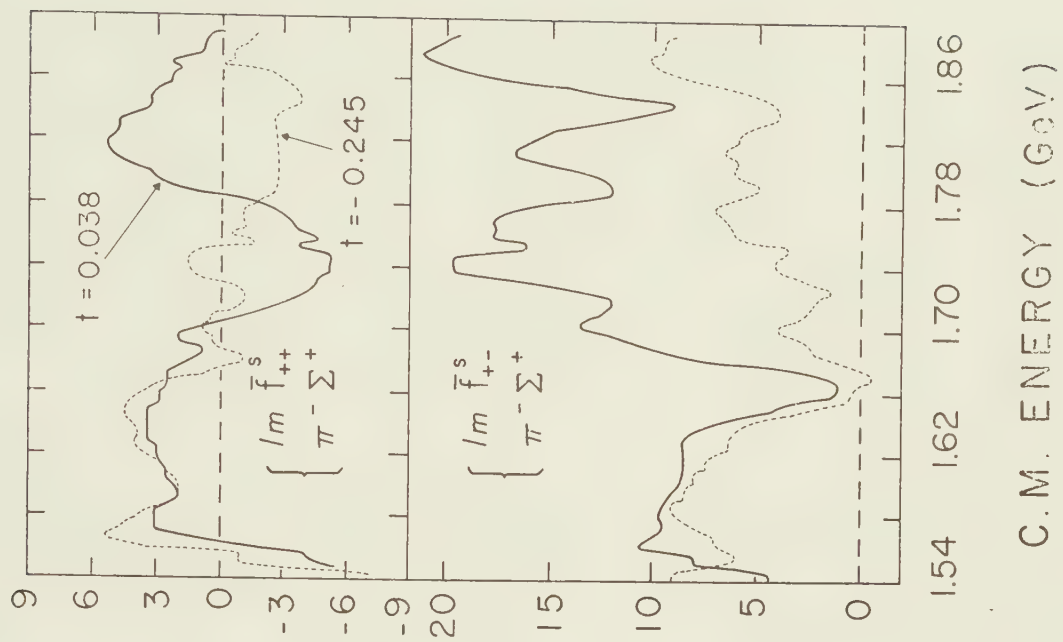


Fig. 24b

Nous avons d'autre part mentionné (chap. I, par. 1.3.3) l'avantage qu'il y a à aller se placer à $t > 0$.

Ceci a pour effet de privilégier les hautes ondes partielles : l'approximation de la partie imaginaire par les amplitudes résonantes est meilleure. De plus, les résonances hautes sont souvent mieux connues. Ce fait a été utilisé par Schmid et Storow [Schmid et Storow 70] Ils ont montré que les contributions des résonances connues aux amplitudes étaient alternées en signe (fig. 25) ce qui est une bonne indication du fait qu'au niveau des ondes hautes la dégénérescence d'échange est une bonne approximation.

2.3 Les modèles traditionnels et la cassure de la dégénérescence d'échange

Est-il possible d'expliquer ces violations des prédictions de la dégénérescence d'échange ?

Quatre types de modèles peuvent être avancés : les déviations seraient dues à la cassure de la dégénérescence d'échange des pôles de Regge eux-mêmes, ou à la présence de pôles secondaires. Dans un second type de modèle elles seraient dues aux corrections absorptives. On peut aussi penser à l'effet de coupure pôle-pôle (double échange). On a enfin proposé de rendre les pôles complexes.

Dans cette section, nous voudrions montrer qu'aucun de ces modèles, lorsqu'il est suffisamment spécifié pour avoir un pouvoir de prédiction, n'est capable de rendre compte des violations observées.

2.3.1 Les modèles "purs" de Regge

La solution la plus simple, puisque, nous l'avons vu, la dégénérescence d'échange ne peut être qu'approchée, serait de la casser au niveau des résidus (dégénérescence dite faible). Malheureusement, on obtient encore

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{ab \rightarrow cd} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\bar{c}\bar{b} \rightarrow \bar{a}\bar{d}}$$

de plus

$$\mathbb{P}_{ab \rightarrow cd} = - \mathbb{P}_{\bar{c}\bar{b} \rightarrow \bar{a}\bar{d}}$$

Ces deux prédictions sont en désaccord avec l'expérience à faible $|t|$.

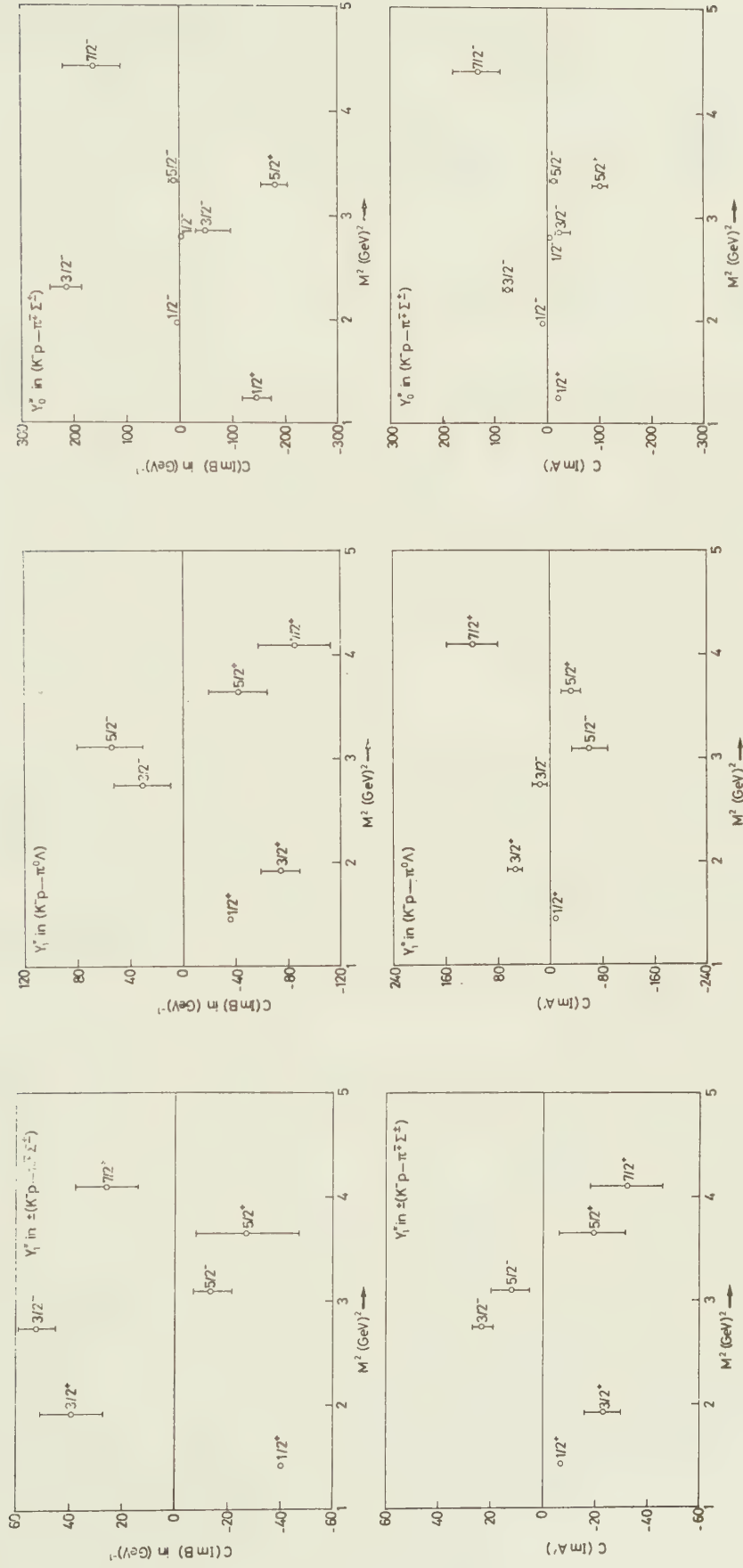


Fig. 25

Si maintenant on casse la dégénérescence d'échange aussi au niveau des trajectoires, on obtient les résultats suivants :

$$P \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{ab \rightarrow cd} = - P \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\bar{c}b \rightarrow \bar{a}d}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{ab \rightarrow cd} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{\bar{c}d \rightarrow \bar{a}d} \quad \text{à} \quad \alpha_-(t) = 0$$

où $\alpha_-(t)$ est la trajectoire de signature négative (cf. I, par 1.2.1). Ici encore, il y a désaccord avec l'expérience.

Donc on est amené, si l'on veut ne considérer que des pôles de Regge, à faire appel à des pôles secondaires [Auvil et al. 70]. Ceux-ci sont certainement importants à basse énergie et pourraient expliquer l'inégalité à basse énergie des réactions croisées l'une par rapport à l'autre ; par exemple

$$K^-_p \rightarrow \bar{K}^0_n \quad \text{et} \quad K^+_n \rightarrow K^0_p$$

Malheureusement, le pouvoir prédictif d'un tel modèle est presque nul. D'autre part, dans le cas des réactions d'échange d'hypercharge, si les normalisations des expériences à haute énergie sont correctes, la trajectoire secondaire doit être assez proche de la trajectoire principale :

$$\alpha_{K^*} - \alpha_{\text{second}} \sim .5$$

donnerait une décroissance de la différence relative des sections efficaces entre 5 et 15 GeV/c de

$$\left(\frac{s_2}{s_1} \right)^{\alpha_{K^*} - \alpha_{\text{sec}}} \sim \sqrt{3}$$

compatible avec ce qui est indiqué actuellement par l'expérience. Cette séparation des trajectoires est nettement plus faible que celle demandée par l'échange de charge des mesons K :

$$\alpha_{K^*} - \alpha_{\text{sec}} \sim 2. \quad [\text{Cline et al. 69}]$$

2.3.2 Les modèles d'absorption

Nous distinguerons entre les modèles d'absorption qui supposent la dégénérescence d'échange des pôles de Regge et ceux qui la cassent ou ne la suppose pas.

A. Absorption de pôles dégénérés d'échange

Nous avons expliqué plus haut (par. 1) les motivations de ces modèles. On peut faire les remarques suivantes à leur sujet:

- Considérons, comme il est usuel, un modèle d'absorption "asymptotique" dans le sens suivant : on ne considère que les coupures pôles - Poméron en écrivant la matrice de transition

$$T = R S_{\infty}$$

où S_{∞} est la matrice S asymptotique (obtenue avec le poméron seul).

Il est facile de voir que les amplitudes comportant une phase variable $e^{-i\pi\alpha}$ sont, toutes choses égales par ailleurs moins absorbées que des amplitudes purement réelles, (voir appendice B.I). Ceci vient du fait que la phase variable augmente à la fois la contribution de l'amplitude de Regge aux hautes ondes partielles (qui sont moins absorbées que les basses), et diminue l'efficacité de l'absorption à cause du déphasage introduit.

La différence entre les sections efficaces asymptotiques de πp et Kp (respectivement $\sigma_{\infty} \approx 22 \mu b$ et $18 \mu b$) n'est pas suffisante pour inverser cet effet, pas plus que ne l'est la considération de la différence des pentes des pics élastiques^(*) ou de l'absorption dans l'état final (qui ne change rien si l'on admet que le Poméron est approximativement un singlet de SU3). Tous les modèles d'absorption partant de K^* et K^{**} dégénérés prédisent

(*) En fait, ceci va dans le mauvais sens. Les amplitudes du poméron sont proportionnelles à

$$P_{\pi p} \propto e^{3.8 t} \quad P_{Kp} \propto e^{2.5 t} \quad (\text{d'après [Chiu et al. 70]})$$

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+) > \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda) > \frac{d\sigma}{dt} (K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda)$$

ce qui est contraire à l'expérience [Michael 69]

Les polarisations sont par contre bien décrites [Krzywicki et al. 70] [Irving et al. 71].

Nous repoussons au paragraphe 3 une discussion plus détaillée de ce modèle.

B. Absorption de pôles non dégénérés d'échange

i) Afin de pouvoir décrire convenablement l'inégalité des sections efficaces des réactions croisées, si l'on s'en tient à un modèle d'absorption asymptotique, il faut casser la dégénérescence d'échange au moins au niveau des résidus pour créer une phase variable dans les amplitudes $K^- p \rightarrow \pi Y$. C'est ce qu'ont fait Meyers, Moirrot, Rimpault et Salin [Meyers et al. 70] : en partant d'arguments théoriques, ils sont amenés à casser la dégénérescence des amplitudes B. Malheureusement, à faible $|t|$ les polarisations des réactions croisées de ligne sont opposées ce qui est contraire à l'expérience. Un tel fait est général [Krzywicki, communication privée] et la cassure de la dégénérescence d'échange dans un modèle d'absorption lui fait perdre la prédiction la plus spectaculaire sans à notre sens résoudre vraiment le problème des sections efficaces (dans l'article de Meyers et al. en tout cas, l'effet n'est pas assez grand).

ii) Le modèle de Michigan, par contre, ne part pas de pôles dégénérés (cf. par. 1.1.1 B). Il en résulte une flexibilité très grande sauf si on le prend dans sa version extrême où les zéros des amplitudes sont prédits : l'amplitude f_{++} doit s'annuler à $t \approx -.2 \text{ GeV}^2$ et f_{+-} à $t = -.6$. On s'attend naturellement à des trous ou des cassures dans ces régions. De plus, dans toutes les réactions inélastiques, on doit observer un zéro de la polarisation à $t = -.2$ et $t = -.6 \text{ GeV}^2$.

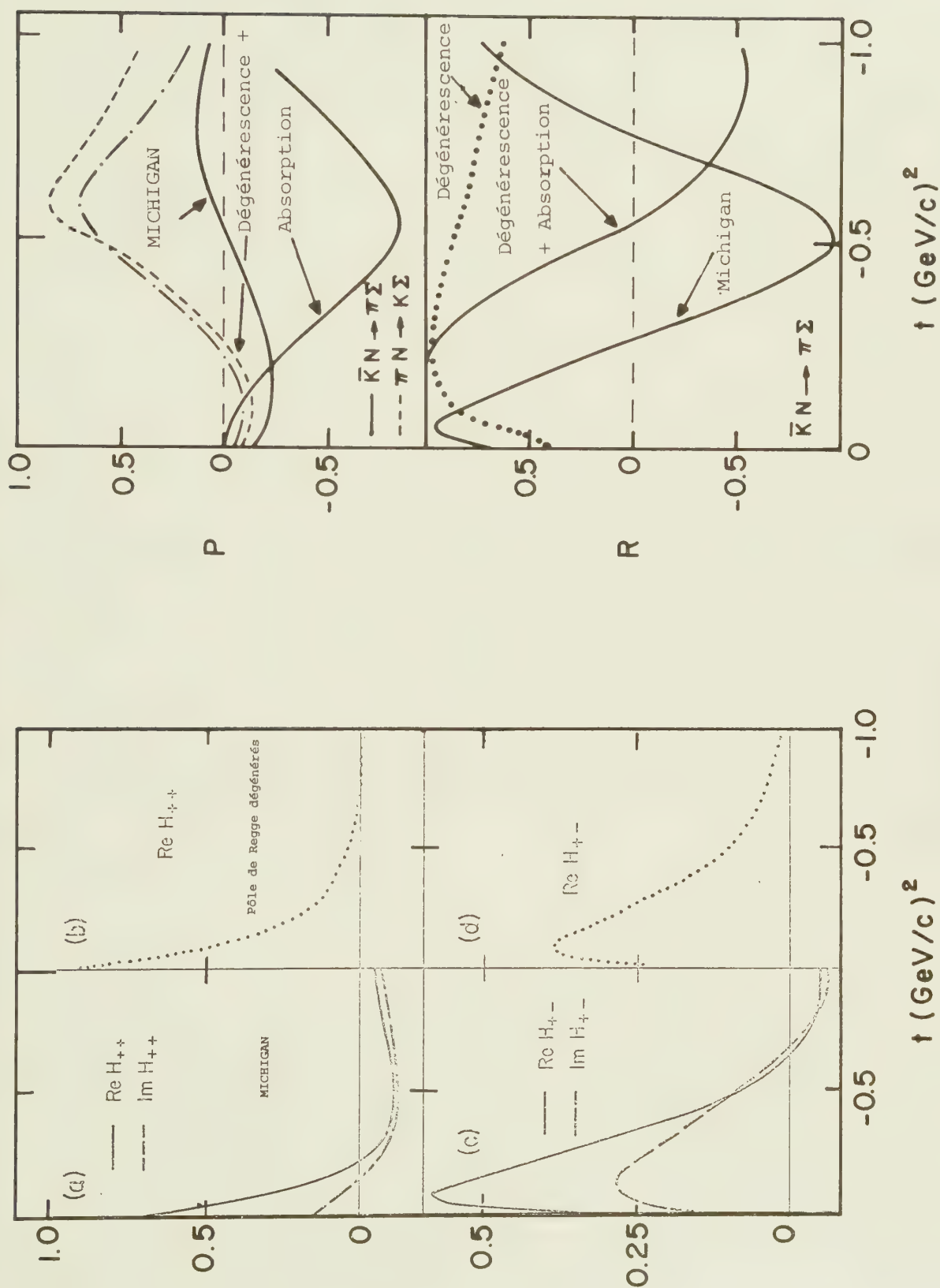


Fig. 26

Pour éviter l'ensemble de ces mauvaises prédictions, il faut ménager de subtiles compensations en exploitant la flexibilité du modèle. Dans une étude des réactions d'échange d'hypercharge avec ce modèle Berger et Fox [Berger, Fox 71] doivent prendre une amplitude de retournement d'hélicité f_{+-} assez importante pour masquer le trou à $t \approx -0.2 \text{ GeV}^2$ (fig. 26a). De plus, un léger décalage des zéros de la partie réelle et la partie imaginaire de f_{++} évite un zéro dans la polarisation. Si celle-ci est raisonnable pour les réactions $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$, elle reste trop faible pour les réactions $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ (fig. 26b).

En résumé, le modèle de Michigan nous semble inadéquat dans la mesure où les caractéristiques principales des réactions ne sont pas obtenues de façon naturelle mais par un ajustement délicat des paramètres arbitraires. Cependant, il est difficile d'infirmier un tel modèle sans connaître la structure individuelle des amplitudes [Berger, Fox 71] : une quantité intéressante est le paramètre

$$R' = \frac{2 \operatorname{Re} (f_{++} f_{+-}^*)}{(f_{++})^2 + (f_{+-})^2}$$

qui montre dans le modèle de Michigan une structure très particulière (fig. 26c). Nous avons tracé pour comparaison la prédiction du modèle "pur" de pôles de Regge dégénérés et celle du modèle d'absorption forte d'Irving et al.

2.3.3 Les coupures pôles-pôles

A. Coupures non-exotiques

Pour le moment, nous avons considéré seulement une absorption "asymptotique". Si au lieu d'utiliser une matrice S asymptotique on utilise la matrice S de la réaction élastique à l'énergie étudiée, on introduit des coupures pôle-pôle; essentiellement dans notre cas^(*):

(*) Nous ne considérons pas ici le ρ et A_2 , qui contribuent essentiellement à l'amplitude de retournement d'hélicité et donc donneront des coupures plus faibles (voir paragraphe suivant).

$$P' \rightarrow K^{*,**}$$

$$\omega \rightarrow K^{*,**}$$

Ces coupures sont non-exotiques puisque le P' et l' ω ont isospin 0.

En désaccord avec ce qui est souvent affirmé [Harari 71],[Finkelstein 71], nous pensons avec Michael [Michael 69] que dans un modèle de coupures traditionnel au moins, ces coupures ne peuvent expliquer les données.

Nous avons en effet, calculé (Table III) la contribution asymptotique des coupures pôle-pôle pour les réactions

$$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$$

$$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+.$$

On peut tracer deux types de graphes (fig. 27) suivant que la trajectoire non-étrange est échangée avant ou après la trajectoire étrange. Dans le premier cas, la réaction $K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ est plus absorbée que la réaction $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$, ce qui va dans le mauvais sens. Dans le deuxième cas, c'est le contraire. Pour obtenir un accord avec l'expérience, il faudrait donc que le deuxième type de graphe soit plus important que le premier. Malheureusement, un calcul simple de SU3 donne pour le rapport de couplage $(P' p \bar{p}) = (p \bar{p})$ au couplage $(P' \Sigma^+ \Sigma^+) = (\omega \Sigma^+ \Sigma^+)$:

$$\frac{(P' p \bar{p})}{(P' \Sigma^+ \Sigma^+)} = \frac{3F-D}{\frac{2}{\sqrt{3}} (3F-\frac{1}{2}D)}$$

$$\text{avec } (\rho p \bar{p}) = F + D$$

$\frac{D}{F} \approx -0.2$ pour le non retournement d'hélicité. On voit donc que les couplages sont presque identiques et en première approximation les effets attendus dans les réactions d'échange d'hypercharge sont identiques.

Dans les réactions d'échange de charge par contre, le mécanisme va dans le bon sens puisque la partie imaginaire (non diffractive) de $K^+ p$ est nulle.

Coupures pole-pole non exotiques

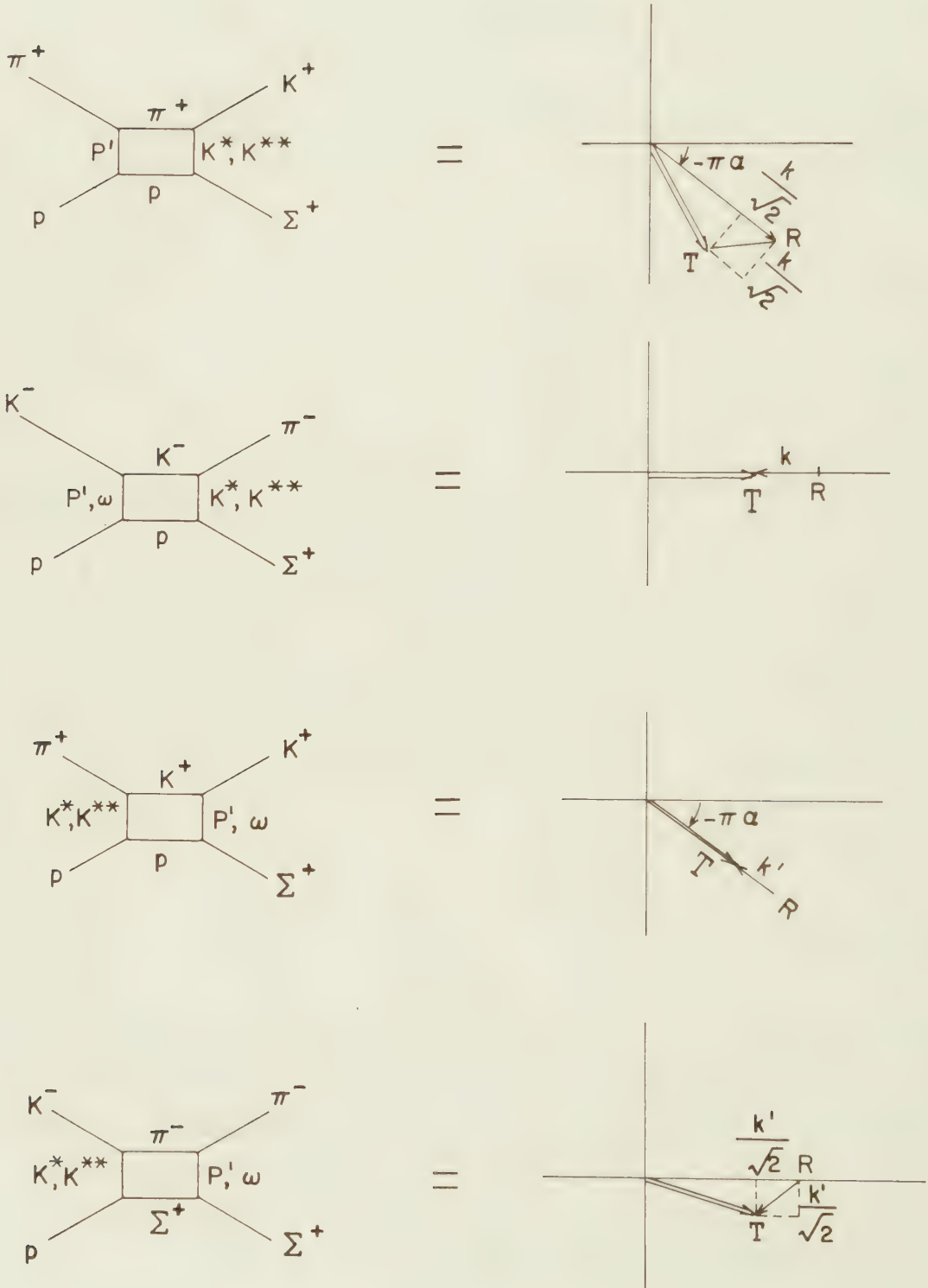


Fig. 27

TABLE III

Coupsures pôle-pôle non exotique

Graphes 27a et 27b

Réaction	Pôles $s = 0$ *	Pôles $s = 1$	Amplitude ** pôle + coupure
$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$P' = -a(1 + e^{-i\pi\alpha_2})$	$K^* - K^{**} = e^{-i\pi\alpha_1}$	$-e^{-i\pi\alpha_1(0)} (1 - ik e^{\frac{-i\pi\alpha_2(0)}{2}})$
$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$	$P' + \omega = -a e^{-i\pi\alpha_2}$	$-K^* - K^{**} = -1$	$-(1 - ik e^{-i\pi\alpha_2(0)})$

Graphes 27c et 27d

$\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$	$P' + \omega = -b e^{-i\pi\alpha_2}$	$K^* - K^{**} = -e^{-i\pi\alpha_1}$	$-e^{-i\pi\alpha_1(0)} (1 - ik e^{-i\pi\alpha_2(0)})$
$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+$	$P' = -b(1 + e^{-i\pi\alpha_2})$	$-K^* - K^{**} = -1$	$-1(1 - ik' e^{\frac{-i\pi\alpha_2(0)}{2}})$

* SU3 + "angle de mixing" canonique.

** Asymptotiquement.

La représentation des amplitudes pôle + coupure est donnée fig. 27.

On prédit

$$\overline{K^- p} \rightarrow \overline{K^0 n} < K^+ n \rightarrow K^0 p$$

Malheureusement, Finkelstein [Finkelstein 71] donne une règle de sélection qui interdirait à une telle coupure $P', \omega - \rho, A_2$ d'exister dans ce cas. Il faudrait faire appel à un triple échange et nos arguments ne sont plus valables. Ceux-ci donneraient d'ailleurs une variation avec énergie de la différence relative des deux réactions, qui serait trop faible [Cline et al. 69] .

Il faut néanmoins se rappeler, lorsque l'on emploie de tels arguments, qu'ils dépendent d'une prescription de calcul théoriquement mal fondé. Nous avons vu (chap. I par. 3.3) que les coupures pôle-pôle telles que nous les calculons ne vérifient pas le croisement. De plus, il n'est pas impossible, du fait de la présence d'états intermédiaires qui s'additionneraient de façon cohérente [Cohen-Tannoudji, communication privée], que la force de ces coupures soit modifiée de façon sensible et différente d'un canal à l'autre, ce qui rendrait caduques nos conclusions.

B. Coupures pôle-pôle exotiques

Un deuxième type d'explication pourrait être fondé sur la présence de contributions exotiques ($I_t = 3/2$ dans le canal t), très probablement comme nous l'avons vu (chap. I, par 3.3) des coupures exotiques du type

$$\rho \sim K^{*,**}$$

$$A_2 \sim K^{*,**}$$

Les contributions exotiques, même faibles en valeur absolue, pourraient interférer de façon constructive dans $\overline{K^- p} \rightarrow \pi^- \Sigma^+$ et destructive dans $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$. Dans les deux cas, on pourrait écrire en première approximation

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \frac{4}{9} \left| T_{1/2} \right|^2 \left(1 \pm \frac{2}{3} \frac{\operatorname{Re} (2/3 T_{1/2} T_{3/2}^*)}{\frac{4}{9} \left| T_{1/2} \right|^2} \right)$$

où $T_{1/2}$ et $T_{3/2}$ sont respectivement les amplitudes d'échange d'isospin 1/2 et d'isospin 3/2. Il faut noter que si $T_{1/2}$ est le même en module pour les deux réactions, $T_{3/2}$ et les phases relatives varient et le signe du terme d'interférence ne peut être déterminé sans modèle. Néanmoins, il est borné en module par

$$\frac{2}{3} \sqrt{\frac{|T_{3/2}|^2}{\frac{4}{9} |T_{1/2}|^2}} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\frac{d\sigma}{dt} \pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-}{\frac{d\sigma}{dt} \pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^+}} \\ \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\frac{d\sigma}{dt} K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-}{\frac{d\sigma}{dt} K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+}} \end{array} \right.$$

suivant les cas et cette quantité peut en principe être déterminée expérimentalement. Malheureusement, l'imprécision des données expérimentales rend toute conclusion difficile. Nous avons tenté Table III de présenter trois estimations différentes à 4 GeV/c de la différence relative maximum que l'on peut attendre d'un tel mécanisme. En considérant soit l'estimation théorique de la section efficace des réactions exotiques (chap. I, Appendice A 2), soit la dépendance en énergie esquissée dans la fig. 19 du premier chapitre, nous pensons qu'il est improbable qu'un tel mécanisme soit suffisamment fort pour expliquer la différence expérimentale. Néanmoins, il n'y a encore aucune preuve expérimentale de ce fait^(*).

Remarquons de plus, qu'un tel mécanisme ne peut être invoqué pour expliquer les différences entre

$$\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$$

$$\text{et } K^- n \rightarrow \pi^+ \Lambda$$

(*) Il y aurait aussi un grand intérêt à mesurer expérimentalement directement le terme d'interférence ainsi qu'il est expliqué dans l'appendice I du premier chapitre.

TABLE II

Estimations d'une limite supérieure de la différence relative entre $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ et $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^+$ due à un échange exotique.

4 GeV/c	Section efficace * de l'hémisphère interdit	** $\frac{d\sigma}{dt}$ interdit expé- rimental $t \approx -.2$	*** $\frac{d\sigma}{dt}$ interdit théorique $t \approx .2$
$\frac{\pi^- p \rightarrow K^+ \Sigma^-}{K^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+}$	$10\% \pm 2.5\%$	$6\% \pm 3\%$	3%
$\frac{K^+ p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-}{K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+}$	$24\% \pm 7\%$	$19\% \pm 13\%$	6%
$\frac{ \pi^+ p - K^- p }{\frac{1}{2}(\pi^+ p + K^- p)}$ estimé	$< 22 \pm 5\%$	$< 16\% \pm 9\%$	$< 6\%$
$\frac{ \pi^+ p - K^- p }{\frac{1}{2}(\pi^+ p + K^- p)}$ expérimental dans les mêmes conditions	$36\% \pm 6\%$	$48\% \pm 8\%$	$48\% \pm 8\%$

* Ceci inclut la contribution de la queue du pic vers l'arrière.

** Aucun pic n'est vu et ceci inclut probablement des contributions non-exotiques.

*** Calcul Appendice A II.

2.3.4 Les pôles complexes

Ainsi que nous l'avons vu (par. 1.2.2 D), l'unitarité dans la voie t conduit à donner une partie imaginaire aux trajectoires des pôles de Regge en présence de coupure pôle-Poméron. Ceci peut-il expliquer les réactions d'échange d'hypercharge ?

A. Pôles complexes sans coupure associée

Plusieurs auteurs ont proposé de considérer seulement des pôles complexes sans leur associer la coupure qui les a générés.

La justification essentielle en est que la coupure peut elle-même être approximée à énergie moyenne par des pôles complexes [Ball, Marchesini, Zachariasen 70]. L'argument est le suivant : on écrit (cf. par. 1.2.2 D).

$$T(t,j) = \frac{\beta(t)}{(j-\alpha_+)(j-\alpha_-)} + \frac{f(t,j)}{(j-\alpha_+)(j-\alpha_-)}$$

où nous avons mis en évidence les deux pôles complexes conjugués α_+ et α_- et la coupure.

L'amplitude $T(s,t)$ s'obtient par la transformation de Mellin de $T(t,j)$. En négligeant la signature

$$T(s,t) = \frac{1}{2i\pi} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} T(t,j) s^j dj$$

où la courbe d'intégration est à droite de toutes les singularités dans le plan j . Par déformation du contour d'intégration

$$T(s,t) = \beta_+ s^{\alpha_+} + \beta_- s^{\alpha_-} + \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\alpha_c} \frac{\text{Im } f(t,j)}{(j-\alpha_+)(j-\alpha_-)} s^j dj$$

$$\text{avec } (\alpha_+)^* = \alpha_- \quad (\beta_+)^* = \beta_-$$

$$\alpha_+ = \alpha_R + i\alpha_I$$

La contribution essentielle à l'intégrale, vient de la région de j voisine de α_R et en première approximation on peut sortir $\text{Im } f(t, \alpha_R)$ de l'intégrale. L'intégration donne alors

$$T(s, t) \approx \beta + s^{\alpha_+} + \beta - s^{\alpha_-} + \frac{\text{Im } f(t, \alpha_R)}{2\pi i \alpha_I}$$

$$\left\{ s^{\alpha_+} \text{Ei} [-(\alpha_+ - \alpha_c) \log s] - s^{\alpha_-} \text{Ei} [-(\alpha_- - \alpha_c) \log s] \right\}$$

(Ei est la fonction intégrale exponentielle).

Une deuxième approximation consiste à remplacer $\text{Ei}(x)$ par les deux premiers termes de son développement

$$\text{Ei}(x) = \gamma + \log x + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x^n}{nn} ! \quad (\gamma \text{ constante d'Euler})$$

Finalement avec $\alpha_+ - \alpha_c = R e^{i\phi}$

$$T(s, t) \approx s^{\alpha_+} \beta_+ + \frac{\text{Im } f(t, \alpha_R)}{2\pi i \alpha_I} (\phi + \gamma + \log R + \log \log s)$$

+ complexe conjugué,

ce qui à l'approximation de $\log \log s$ constant, est l'amplitude d'un pôle complexe.

Une amplitude de signature déterminée sera bien entendu obtenue en ajoutant ou soustrayant un terme analogue où s est remplacé par $-s$.

Dans le cas de réactions d'échange d'hypercharge, si l'on veut maintenir l'absence de partie imaginaire dans les canaux exotiques on sera conduit à écrire

$$T_{K^- p \rightarrow \pi Y} = \gamma(t) s^{\alpha_+} + \gamma^*(t) s^{\alpha_+^*}$$

et pour la réaction croisée

$$T_{\pi p \rightarrow KY} = \gamma(t) e^{-i\pi\alpha_+} s^{\alpha_+} + \gamma^*(t) e^{-i\pi\alpha_+^*} s^{\alpha_+^*}$$

et l'on voit facilement (cf [Chylek 70], [Barger-Phillips 70]) que

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi p \rightarrow KY) - \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow \pi Y) \propto (e^{2\pi\alpha_I} + e^{-2\pi\alpha_I} - 2) > 0.$$

Ce modèle conduit donc à une séparation des sections efficaces dans un sens contraire à l'expérience.

B. Pôles complexés avec coupure associée

Au modèle ci-dessus, on peut faire les objections suivantes :

- Lorsque l'on introduit la signature, on doit changer s en $-s$ non seulement dans s^α mais aussi dans $\log \log s$, qui devient ainsi $\log \log (s - i\pi)$. Le résidu effectif γ n'est donc pas le même dans les deux réactions (ce ne sont pas des vrais pôles !)

- Les approximations faites, en particulier remplacer $Ei(x)$ par $\gamma + \log x$, n'ont pas la même validité pour les deux réactions et ce d'autant plus que la partie imaginaire du pôle est importante.

En fait, Roy, Kwiecinsky, Desai, Zachariasen [Roy et al 71] en ne faisant que la première approximation^(*) de remplacer $\text{Im } f(t, j)$ par $\text{Im } f(t, \alpha_R)$ obtiennent exactement le résultat inverse et prétendent ainsi expliquer de façon naturelle la différence expérimentale!

Cependant, leurs arguments ne nous convainquent pas :

- Il faut pousser le modèle dans ses derniers retranchements et prendre une partie imaginaire α_I très importante (de l'ordre de $\frac{1}{\pi}$ qui est comparable à $\alpha_R(0)$!). Il n'est absolument pas expliqué pourquoi cette partie imaginaire est si différente de celle dont on a besoin dans l'échange de charge ($< .1$ [Desai et al. 70]).

(*) Ils rejettent de plus les pôles proprement dits sur le feuillet non physique.

- De plus, l'approche toute entière nous semble reposer sur une approximation peu justifiée. Dans la procédure d'unitarisation schématisée (par. 1.2.2 D), nous avons vu que

$$f(t,j) = (j-\alpha_0) T_c(t,j)$$

α_0 est la trajectoire initiale et dans tout modèle raisonnable, assez proche de α_R ; il ne nous semble pas licite, dans ces conditions, de remplacer $\text{Im } f(t,j)$ par $\text{Im } f(t, \alpha_R)$.

- Enfin, on n'a pas de prescription pour casser la dégénérescence d'échange pour les réactions exotiques : on prend leurs amplitudes réelles et en conséquence on prédit une polarisation nulle.

Sans contester la nécessité d'une unitarisation dans la voie t des modèles de coupure, nous pensons que le contenu physique du modèle des pôles complexes est encore trop maigre pour prétendre à une explication. En fait, on ne fait que rajouter des paramètres supplémentaires (en l'occurrence une fonction arbitraire)!

3. DETERMINATION EXPERIMENTALE DE L'ABSORPTION EFFECTIVE

Nous avons vu dans le paragraphe précédent, qu'aucun modèle traditionnel n'arrive à rendre compte des caractéristiques essentielles des données. A court d'arguments théoriques, nous proposons de déterminer directement d'après l'expérience la correction à apporter au modèle de pôles de Regge dégénérés. Nous fixerons les pôles de Regge complètement et introduirons des corrections d'absorption que nous ajusterons à l'expérience. Sans prendre un tel modèle trop au sérieux, nous espérons néanmoins dégager certaines caractéristiques des phénomènes d'absorption. Il est bien entendu que nous ne pourrions arriver ainsi qu'à une description et non à une explication.

3.1 Le modèle proposé

Notre formalisme est exposé dans l'appendice B.1.

3.1.1 Les pôles de Regge

Il nous faut d'abord fixer les pôles de Regge.

Considérons d'abord les pôles K^* , K^{**} . Nous ferons les hypothèses suivantes :

- Ils sont dégénérés d'échange et suivent les prescriptions données par. 2.2.1 : les réactions $\pi p \rightarrow KY$ et $\bar{p} p \rightarrow \bar{Y}'Y$ sont représentées par des amplitudes à phase variable $e^{-i\pi\alpha(t)}$ et $K^- p \rightarrow \pi^- Y$ par des amplitudes réelles.
- Les trajectoires sont linéaires et les résidus constants. Le facteur d'échelle s_0 est indépendant des réactions.
- La symétrie SU_3 est exacte pour les résidus réduits et les rapports F/D sont différents pour les amplitudes de non-retournement et de retournement d'hélicité.

Ainsi que nous le montrons en appendice B.IV ceci permet de fixer (approximativement) tous les paramètres des K^* et K^{**} à partir des données expérimentales suivantes :

- masse et largeur des résonances $K^*(890)$ et $K^{**}(1420)$
- sections efficaces totales et sections efficaces différentielles élastiques et d'échange de charge de πN et KN . Nous devons vérifier que nous décrivons correctement avec nos paramètres ces réactions d'échange de charge.

3.1.2 Corrections aux pôles de Regge

Nous avons choisi un modèle d'absorption très simple : nous écrivons la matrice de transition comme il a été expliqué par. 1.2.2 B :

$$T = R S$$

où R est l'amplitude de Regge et S une fonction d'absorption. Nous abandonnons l'identification de S avec la matrice S élastique et nous la paramétrons

$$S = 1 + i(ik a s)e^{(a e^{-i\phi})t}$$

où k , a , ϕ sont des paramètres arbitraires, s est le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse. $(1 - k)$ représente l'absorption dans l'onde s lorsque $\phi = 0$. Une telle forme est choisie par analogie aux modèles d'absorption traditionnels. Dans ce cas

$$k = \frac{\sigma_{\infty}}{8\pi a}$$

$$a = \left| a_p - i \frac{\pi}{2} \alpha'_p \right|$$

$$\phi = \text{Arctg} \left(\frac{\frac{\pi}{2} \alpha'_p}{a_p} \right)$$

où σ_{∞} est la section efficace asymptotique

a_p est la pente en t de l'amplitude associée à l'échange de pomeron

α'_p est la pente de la trajectoire du Pomeron.

On peut imaginer d'absorber de façon différente les amplitudes de retournement et de non-retournement d'hélicité. Pour ne pas augmenter démesurément le nombre de paramètres, nous suivrons la pratique usuelle de garder a et ϕ constants et de faire dépendre k seulement des hélicités et nous écrirons donc

$$T_{\{\lambda\}} = R_{\{\lambda\}} (1 - k_{\{\lambda\}}) a e^{(ae^{-i\phi})t}$$

3.1.3 Méthode d'ajustement aux données

Nous ne pouvons attendre d'un modèle aussi grossier un ajustement parfait aux données. Cependant, nous voudrions décrire au moins qualitativement :

- les sections efficaces différentielles, leur variation d'une réaction à l'autre, (en particulier lors d'un croisement s - u), leur évolution avec l'énergie.
- les polarisations.

Nous avons ajusté par moindre carré, notre modèle aux meilleures données existantes en variant, par programme, les paramètres k_{++} , a et ϕ . Puisque nous voulons décrire la dépendance en énergie de l'absorption effective, nous avons fait un ajustement pour chaque énergie indépendamment.

Nous avons, par tâtonnement, fixé de façon plus précise que ne le permettraient les considérations théoriques, les rapports $\frac{F}{D}$ et les résidus.

Enfin, le rapport des absorptions dans les différentes amplitudes d'hélicité est pour une réaction particulière extrêmement corrélée aux autres paramètres. Nous l'avons fixé (de façon assez vague) par comparaison des différentes réactions.

Avant d'étudier les résultats, nous voudrions encore faire remarquer que les erreurs que nous donnons sont les erreurs statistiques de notre ajustement par moindre carré. Elles ne tiennent pas compte des erreurs systématiques dues soit à l'expérience, soit à la simplification de notre modèle et aux variations possibles des paramètres ajustés par tâtonnement.

Afin de donner une idée des ordres de grandeur de ce dernier type d'erreur, nous présentons deux ensembles de résultats. Le second ensemble (entre parenthèse dans nos tables V et VI), tout en donnant une description des réactions d'échange d'hypercharge comparable au premier, n'est pas aussi satisfaisant pour les réactions d'échange de charge: Le rapport de l'amplitude de retournement d'hélicité à l'amplitude de non-retournement y est un peu faible.

Nous voudrions enfin insister sur le fait que la solution trouvée est, de beaucoup de points de vues, une solution acceptable, mais non nécessairement unique.

3.2 Résultats

3.2.1 Les caractères généraux de notre modèle

Ainsi que le montre la figure 28, nous avons réussi à reproduire assez bien les sections efficaces différentielles des réactions d'échange d'hypercharge, avec peut-être une tendance à ne pas arriver à rendre les pentes assez fortes ($\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$, $\bar{p} p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^+$). Nos prédictions pour les polarisations sont données fig. 29a. Nos estimations de paramètres k , a , ϕ sont données table V.

La figure 30 donne nos résultats pour les réactions d'échange de charge. Les réactions $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ et $K^+ n \rightarrow K^0 p$ ont été ajustées de la façon décrite plus haut. Par contre, pour $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ et $\pi^- p \rightarrow \eta n$, il nous faut, pour des raisons sur lesquelles nous reviendrons (par. 3.2.5), construire un modèle plus compliqué : les paramètres ont été fixés d'après les autres réactions.

Les courbes présentées ne sont pas des ajustements, mais des prédictions qualitatives. La figure 31 donne nos prédictions pour les polarisations dans ces réactions d'échange de charge.

Il peut être intéressant de comparer notre modèle avec celui d'Irving, Martin et Michael [Irving et al. 71]. La table VI en fournit les éléments. La fig. 32 donne un échantillon de leurs prédictions^(*).

Le rapport $\frac{D_{++}}{F_{++}}$ est essentiellement déterminé par la normalisation de $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$. Nous le trouvons voisin de -.45 et pouvons tolérer sans problème une déviation de .02 par rapport à cette valeur.

Le rapport $\frac{D_{+-}}{F_{+-}}$ est alors fixé par la description simultanée de $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$. Les différences de pente demandent en effet des rapports différents de l'amplitude effective^(**) de retournement d'hélicité à l'amplitude de non-retournement. L'ordre de grandeur obtenu est

$$\frac{D_{+-}}{F_{+-}} = 3.0 \pm .5$$

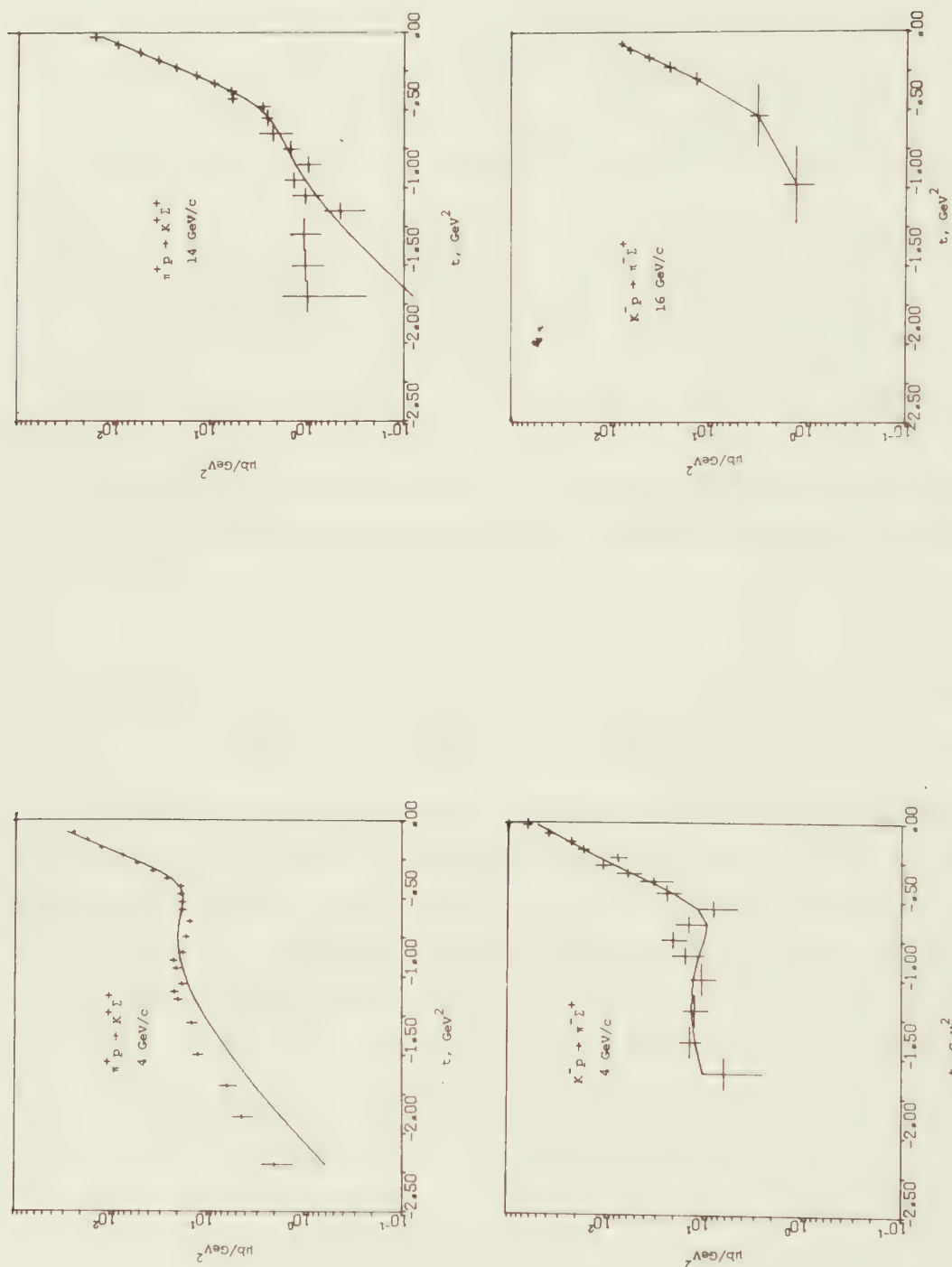
Ces deux valeurs de rapport F/D sont en bon accord avec les valeurs attendues (cf. appendice B.IV).

Nous avons pris une absorption de l'amplitude de retournement d'hélicité égale à l'absorption dans l'amplitude de non-retournement. Notre argument est le suivant : si l'on considère seulement les réactions d'échange d'hypercharge avec méson incident, le rapport des deux absorptions est pratiquement libre. Si l'on diminue l'absorption de M_{+-} il suffit de diminuer de façon correspondante l'amplitude M_{+-} elle-même. Si l'on considère par contre les réactions

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda, \quad \bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0, \quad \bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$$

* Elles ont été recalculées par nous et peuvent présenter de légères déviations par rapport aux résultats de ces auteurs, du fait de la différence des approximations.

** Après absorption.



b)

a)

Fig. 28

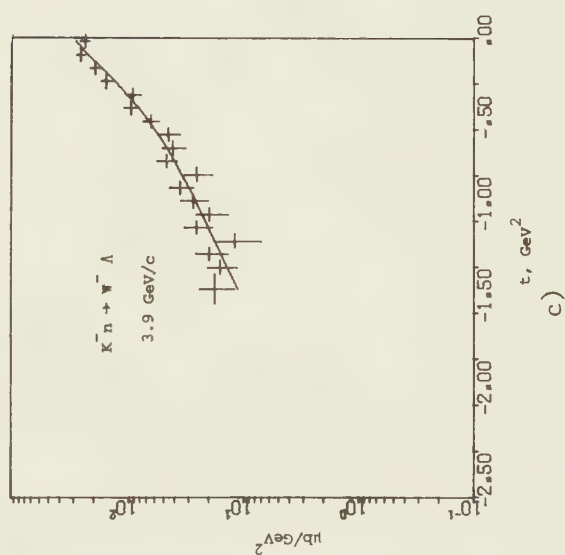
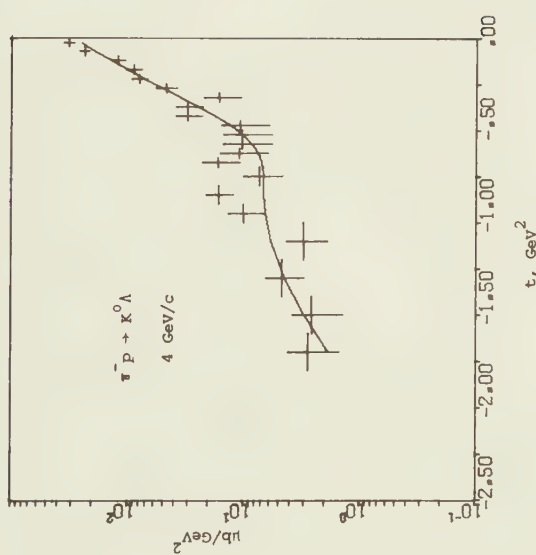
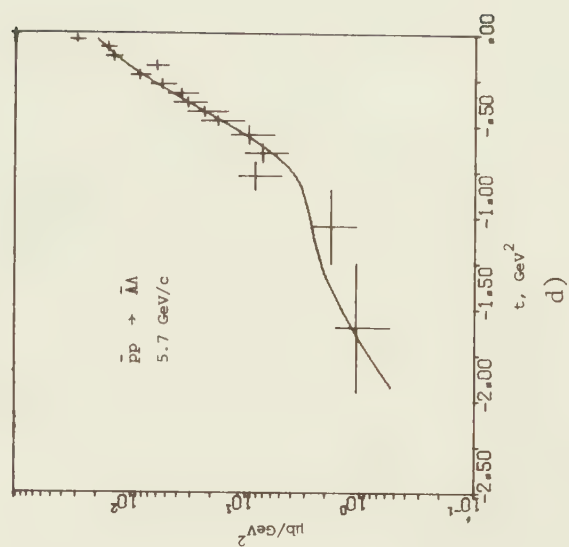
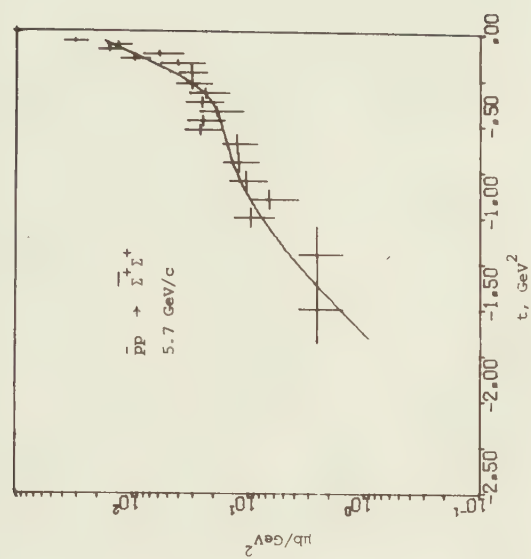


Fig. 28

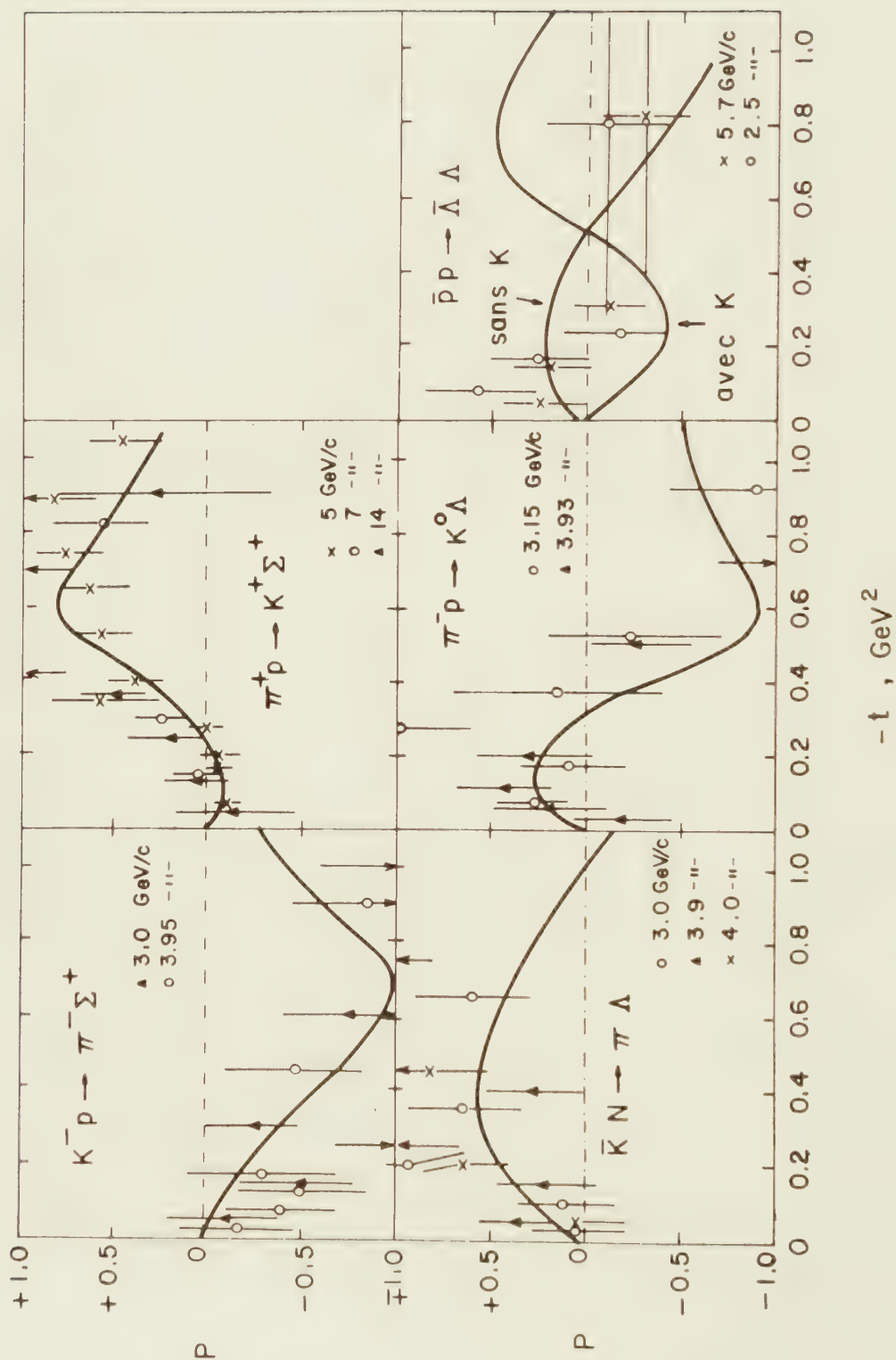


Fig. 29a

CORRELATIONS DE POLARISATION

$\bar{p}p \rightarrow \Lambda\Lambda$ 5.7 GeV/c

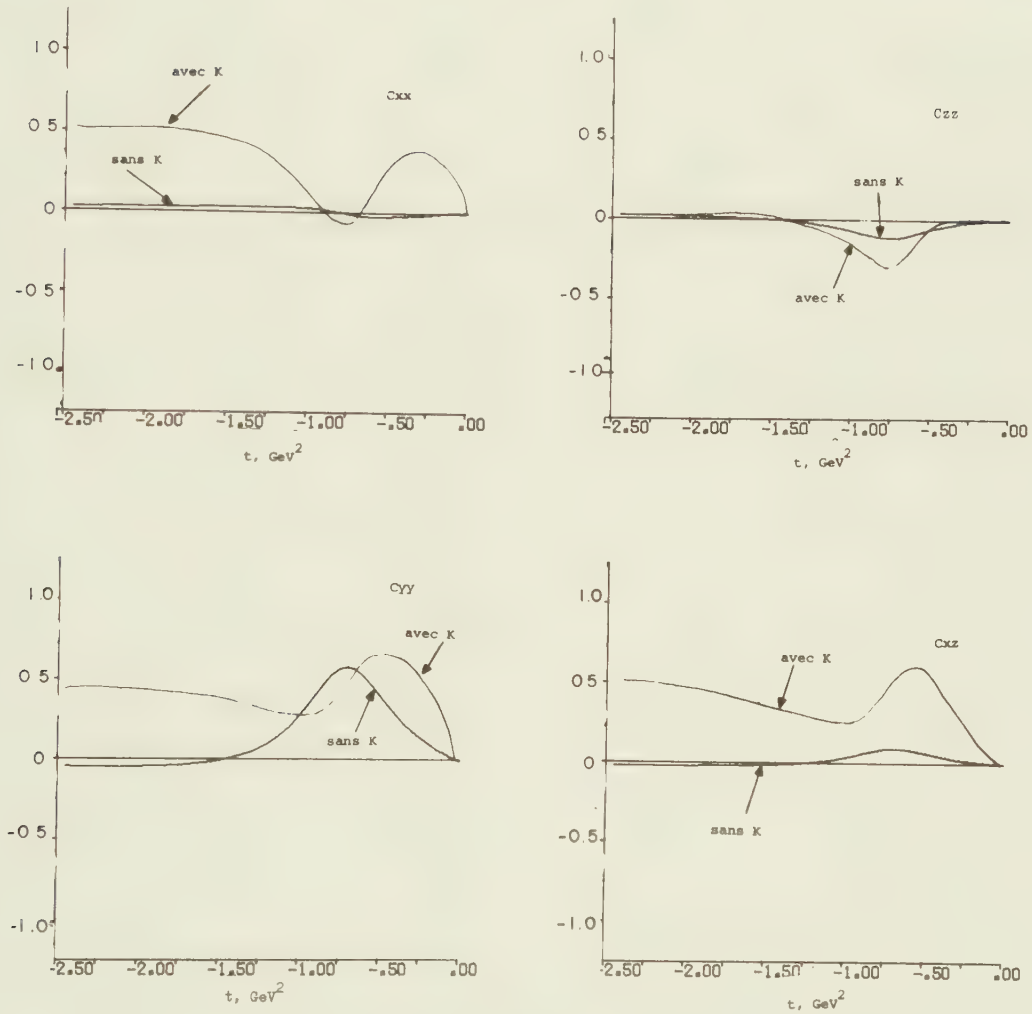
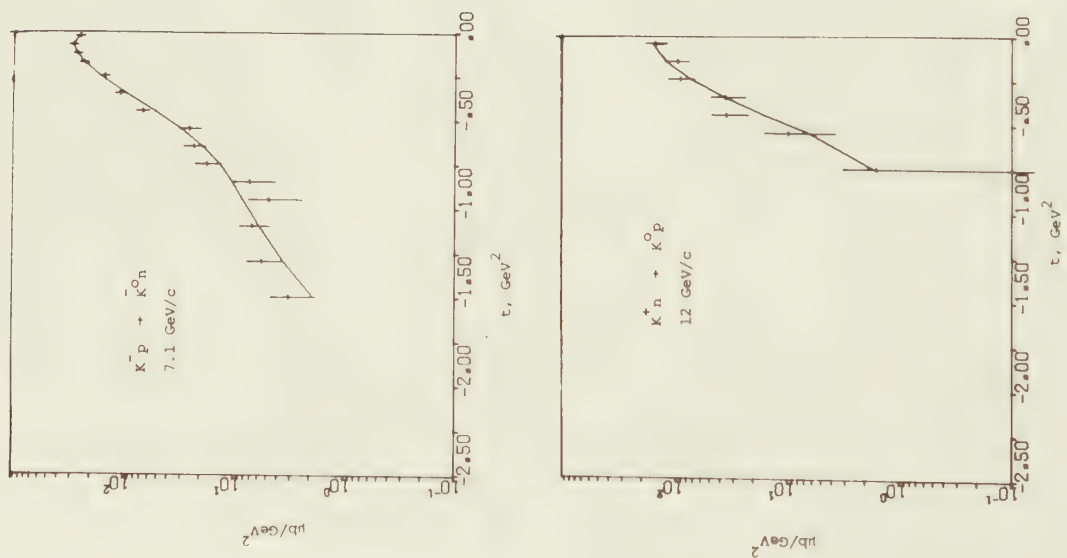
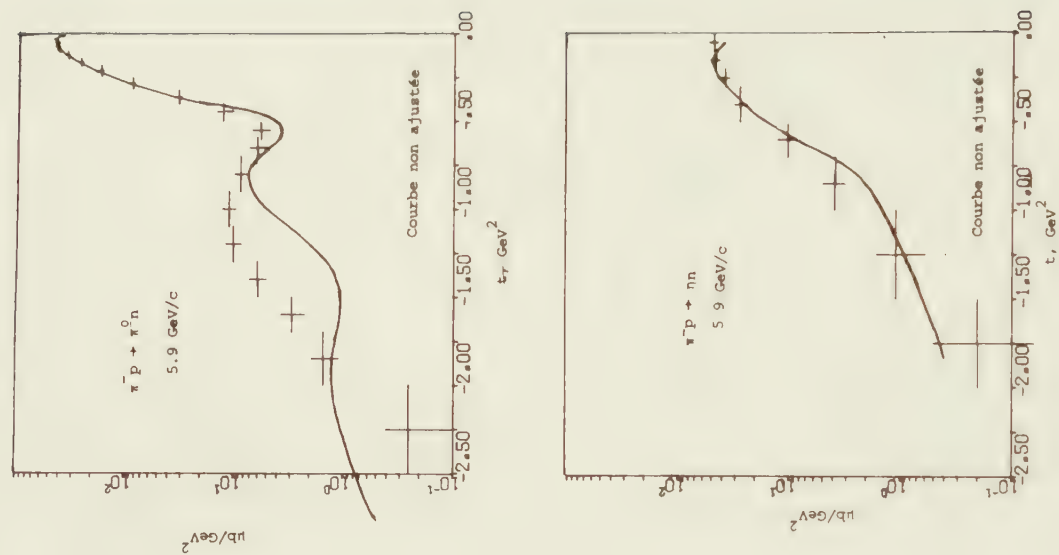


Fig. 29b

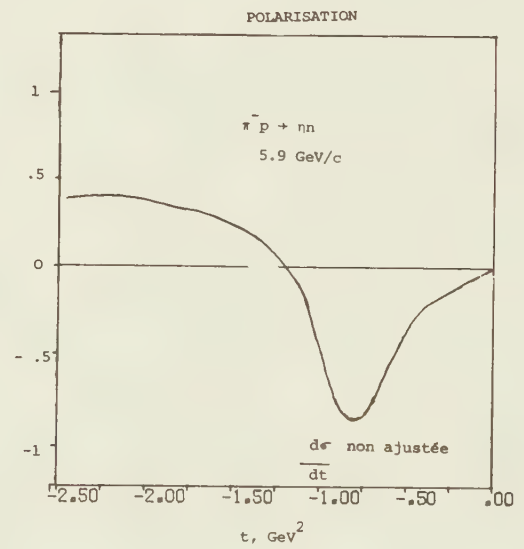
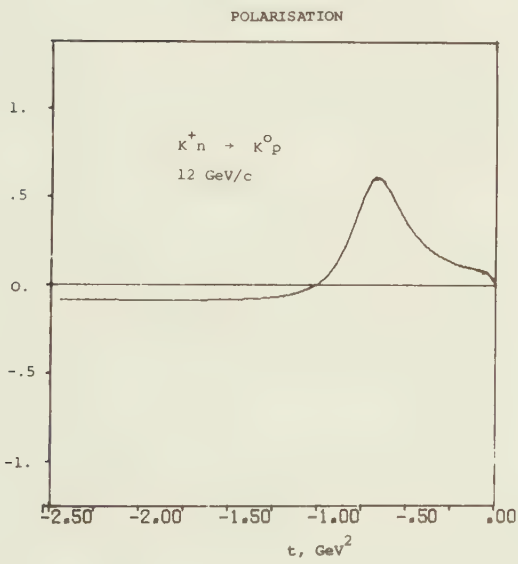
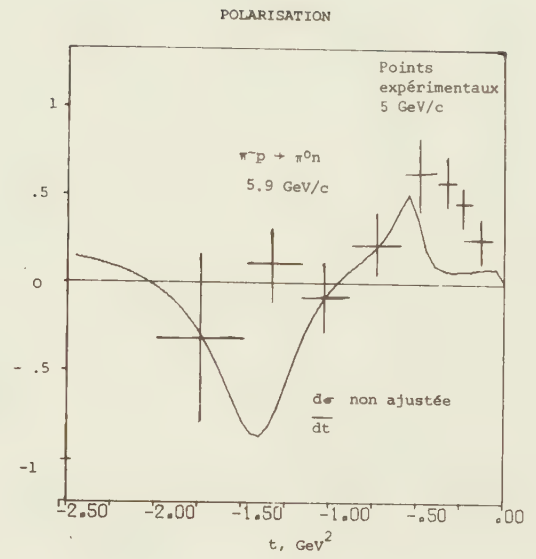
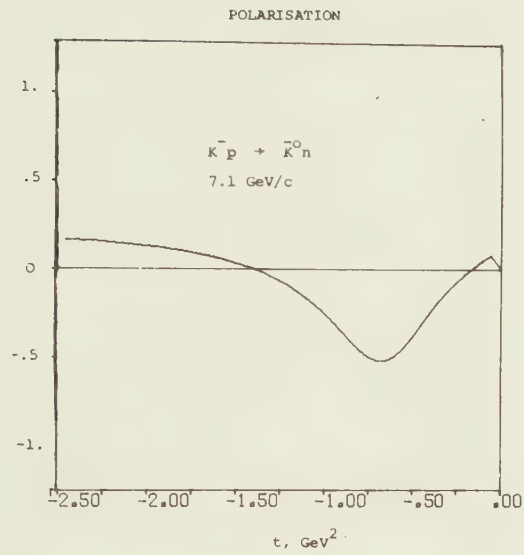


a)



b)

Fig. 30



a)

b)

Fig. 31

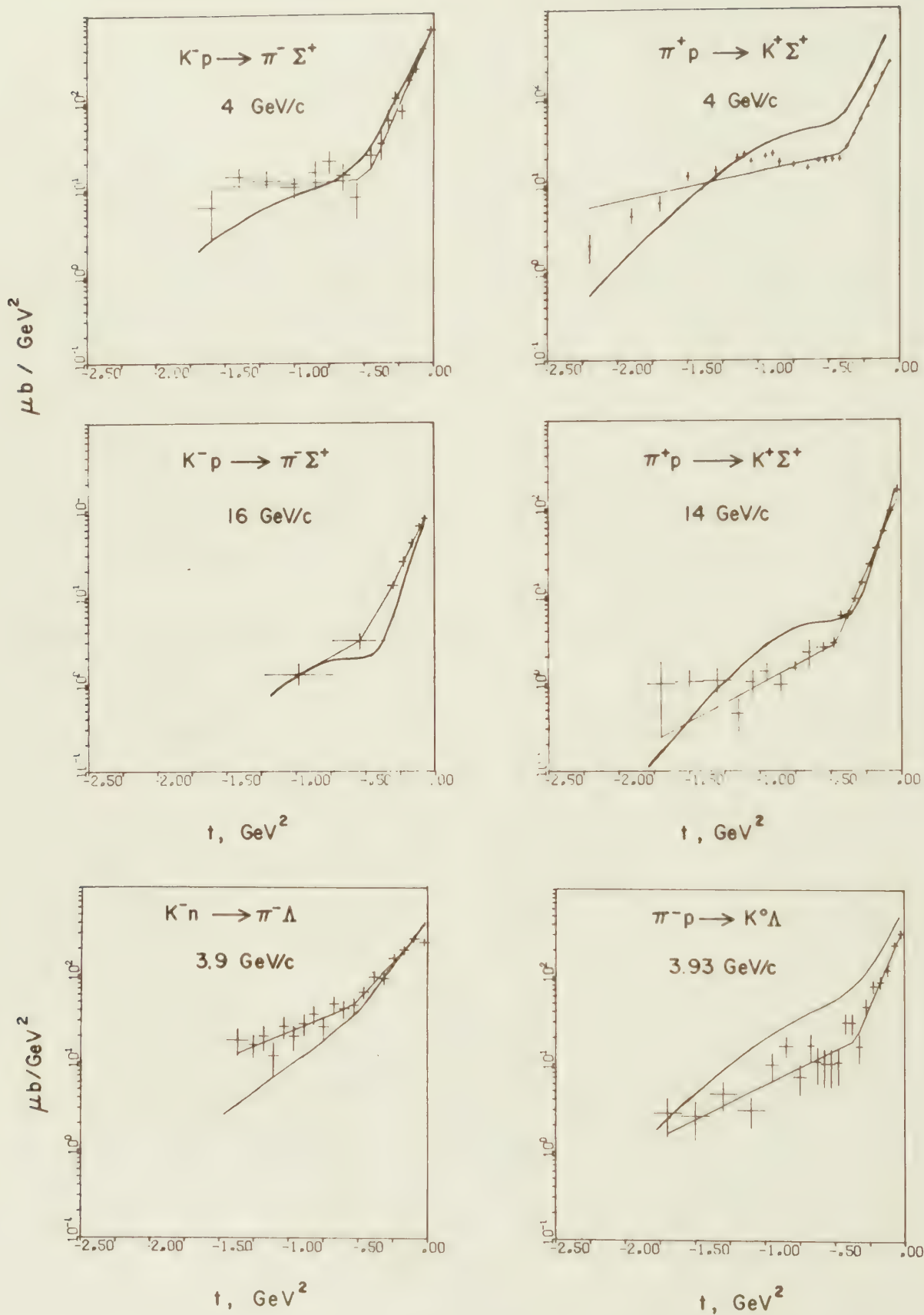
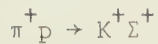


Fig. 32

TABLE V

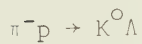
Résultats de l'ajustement du modèle proposé



P_{lab}	k	a	ϕ	Remarques
3	$1.03 \pm .01$ ($1.02 \pm .02$)	$4.58 \pm .14$ ($3.48 \pm .12$)	$.13 \pm .01$ ($.11 \pm .01$)	Domaine en t limité à -1.25 GeV^2
4	$1.07 \pm .01$ ($1.08 \pm .01$)	$3.65 \pm .07$ ($2.61 \pm .05$)	$.26 \pm .01$ ($.27 \pm .02$)	
5	$1.05 \pm .01$ ($1.05 \pm .01$)	$3.53 \pm .05$ ($2.54 \pm .05$)	$.35 \pm .01$ ($.37 \pm .02$)	
7	$.89 \pm .01$ ($.86 \pm .01$)	$4.2 \pm .1$ ($3.1 \pm .1$)	$.33 \pm .02$ ($.34 \pm .02$)	
10	$.76 \pm .01$ ($.71 \pm .02$)	$4.7 \pm .2$ ($3.4 \pm .1$)	$.39 \pm .02$ ($.43 \pm .02$)	
14	$.68 \pm .02$ ($.65 \pm .03$)	$3.6 \pm .3$ ($2.2 \pm .2$)	$.18 \pm .04$ ($.16 \pm .05$)	Les points à grand t *) sont probablement faux



P_{lab}	k	a	ϕ	Remarques
3	$.93 \pm .05$ ($.84 \pm .06$)	$2.4 \pm .6$ ($1.9 \pm .5$)	$.71 \pm .05$ ($.91 \pm .06$)	Ajusté jusqu'à 2 GeV^2 . La réaction est en fait $K^- n \rightarrow \pi^0 \Sigma^0$
4	$1.15 \pm .08$ ($1.14 \pm .11$)	$1.25 \pm .16$ ($.93 \pm .15$)	$.27 \pm .16$ ($.6 \pm .1$)	
16	$.61 \pm .05$ ($.43 \pm .05$)	$2. \pm .5$ ($1.5 \pm .4$)	$.61 \pm .10$ ($1.39 \pm .15$)	Erreur possible de normalisation



P_{lab}	k	a	ϕ	Remarques
4	$.98 \pm .05$ ($.95 \pm .05$)	$4.4 \pm .3$ ($4.1 \pm .3$)	$.44 \pm .07$ ($.44 \pm .07$)	La pente prédite est trop faible

*) Communication privée des auteurs à J. Allaby.

Table V (suite)

$$K^- n \rightarrow \pi^- \Lambda$$

3	$.71 \pm .11$ ($.75 \pm .13$)	$1.5 \pm .2$ ($1.6 \pm .2$)	$\sim \frac{\pi}{2}$ ($\sim \frac{\pi}{2}$)	$\phi = \frac{\pi}{2}$ est un point singulier
4	$.81 \pm .05$ ($.80 \pm .05$)	$2.3 \pm .4$ ($2.4 \pm .4$)	$1.24 \pm .06$ ($1.27 \pm .06$)	

$$\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$$

2.5	$1.35 \pm .11$ ($1.08 \pm .12$)	$5.5 \pm .8$ ($3.8 \pm .7$)	$.76 \pm .06$ ($.8 \pm .1$)	
3.7	$1.0 \pm .08$ ($.94 \pm .08$)	$3.7 \pm .4$ ($3.2 \pm .5$)	$.68 \pm .13$ ($.76 \pm .15$)	
5.7	$.86 \pm .08$ ($.81 \pm .08$)	$5.1 \pm .6$ ($4.6 \pm .6$)	$.56 \pm .13$ ($.63 \pm .15$)	

$$\bar{p} p \rightarrow \Sigma^+ \Sigma^+$$

5.7	$1.01 \pm .04$ ($.99 \pm .05$)	$8.3 \pm .8$ ($5.3 \pm .5$)	$.08 \pm .04$ ($.04 \pm .05$)	Le modèle n'arrive pas à produire une pente de 14, mais l'ajustement est acceptable.
-----	-------------------------------------	----------------------------------	------------------------------------	--

$$K^- p \rightarrow K^0 n$$

P_{lab}	k	a	ϕ	
7.1	$.78 \pm .08$	$3.8 \pm .6$	$.16 \pm .11$	Le 2^0 modèle n'arrive pas à décrire correctement le trou vers l'avant.
12.3	$.65 \pm .09$	6.2 ± 1.6	$.10 \pm .12$	

$$K_n^+ \rightarrow K_p^0$$

12.	$1. \pm .3$	$2.6 \pm 1.$	.2	ϕ fixé
-----	-------------	--------------	----	-------------

TABLE VI

Comparaison du modèle proposé avec celui de Irving et al.

	Notre modèle	Irving et al.
$\frac{D_{++}}{F_{++}}$	-.45 (-.35)	-.36 ajusté
$\frac{D_{+-}}{F_{+-}}$	3. (2.5)	2.6 ajusté
Résidu $\rho_{NN} = \gamma_{++}(F_{++} + D_{++})$	.31 (.35)	.56 ajusté
Rapport $\frac{f_{++}}{f_{+-}} \left(\frac{\gamma_{++}(F_{++} + D_{++})}{\gamma_{+-}(F_{+-} + D_{+-})} \right)_{\rho_{NN}}$	.27 (.35)	.52 ajusté
s_o	.86 GeV ²	1. GeV ²
$\alpha_k^{*(o)}$	.33	.4
$\alpha_k'^*$	.83 GeV ⁻²	.8 GeV ⁻²
$\alpha_\rho(o)$	.5	} non-étudié
$\alpha_\rho'(o)$	.83 GeV ⁻²	
Pente de f_{++}	.77 GeV ⁻² *)	1.07 GeV ⁻² ajusté
Pente de f_{+-}	.77 GeV ⁻² *)	.77 GeV ⁻² ajusté
Force de l'absorption dans l'onde s : k_{++}	ajusté (table V)	.89
k_{+-}	= k_{++}	0
a	ajusté (table V)	4.1
ϕ	ajusté (table V)	.19
Couplage $K^* \pi K$ γ	.75	non étudié
Couplage $\frac{G_{\Lambda KN}^2}{4\pi}$	13. mais cette contribution est dominée par K^*, K^{**}	

* Approximation de $\Gamma(1-\alpha)$ par une exponentielle.

Les nombres entre parenthèses correspondent à un moins bon ajustement décrit dans le texte.

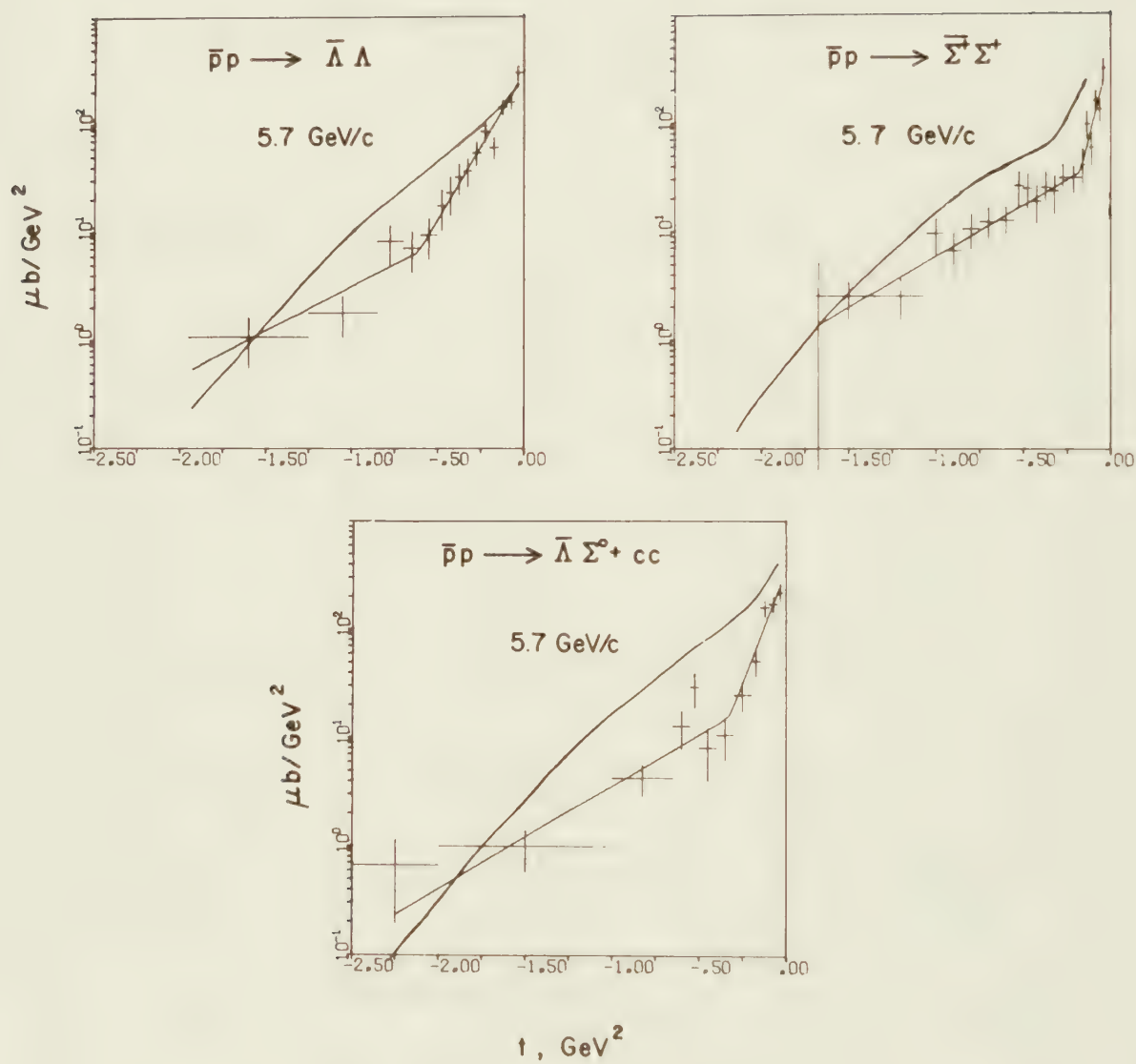


Fig. 33

il y a deux fois plus de retournement d'hélicité que dans les réactions avec méson incident^(*). Sans absorption de M_{+-} on pourra décrire correctement $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$ avec sa cassure, mais on obtiendra par exemple pour $\bar{p} p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$ une section efficace sans structure (fig.33); celle-ci présente dans le non-retournement d'hélicité, est en fait complètement cachée par le retournement d'hélicité, (d'autant plus que la plus grande force de l'absorption augmente encore l'importance de celui-ci). Un autre argument pour absorber le retournement d'hélicité est obtenu par comparaison avec l'échange de charge. Sans absorption, il faut diminuer M_{+-} . Comme les rapports $\frac{F}{D}$ sont à peu près fixés, ceci revient à augmenter

$$\frac{M_{++}}{\frac{M_{+-}}{\sqrt{-t}}}$$

pour le couplage $\rho N \bar{N}$. C'est ce qu'obtiennent Irving et al. ; ils trouvent pour cette quantité

$$.52$$

à comparer à $.275 \pm .05$ qui peut être déduit des ajustements directs des réactions d'échange de charge. (Voir appendice B.IV.)

Un autre défaut, à notre sens, du modèle d'Irving et al., est qu'il prédit pour le couplage $(\rho N \bar{N}) (\rho \pi^+ \pi^-)$ dans l'amplitude de non-retournement d'hélicité à $s = s_0$ une valeur .56 nettement plus haute que les $.325 \pm .05$ attendus. Ceci tient du fait qu'Irving et al. ont ajusté avec un modèle d'absorption traditionnel, les réactions avec K^- incident ; or ces réactions ont des sections efficaces nettement plus élevées que les réactions avec π incident. Dans notre modèle, ce sont ces dernières qui sont absorbées de façon "presque" traditionnelle.

(*) En effet (cf. Appendice B.III) en négligeant le double retournement d'hélicité

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto (|M_{++++}|^2 + 2|M_{+-++}|^2)$$

à comparer avec

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto (|M_{++}|^2 + |M_{+-}|^2)$$

Nous avons vérifié que nos conclusions sont indépendantes du traitement du double retournement d'hélicité, pourvu qu'il soit "raisonnable" !

Notre modèle, cohérent dans sa description des réactions d'échange de charge et d'hypercharge avec méson incident, le reste dans sa description des réactions antibaryon - baryon. En absorbant toutes les amplitudes de la même façon, un couplage

$$\gamma_{\pi^+ K^- K^{*}} = .75 \pm .03$$

est obtenu si l'on veut décrire correctement $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+ \Sigma^+$. Ceci est en bon accord avec les valeurs estimées à partir des largeurs du K^{*} et K^{**} (cf. appendice B.IV). Cela permet aussi de décrire

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda .$$

Dans la première réaction, l'échange de K est certainement négligeable du fait de son faible couplage à $p\bar{\Sigma}$. Ceci reste vrai - au moins pour la section efficace - dans le cas de la seconde réaction : même avec la valeur maximum de

$$\frac{G_{KAN}^2}{4\pi\hbar c} = 13.$$

sa contribution reste faible.

Au total, nous sommes capables de décrire de façon unifiée les réactions d'échange de charge et d'hypercharge dans le cadre de la dégénérescence d'échange et de la symétrie SU3, au prix, il est vrai, de l'ajustement des corrections absorptives.

3.2.2 La description des sections efficaces différentielles

En possession d'un modèle cohérent, nous pouvons maintenant nous demander comment il arrive à décrire la cassure de la section efficace différentielle.

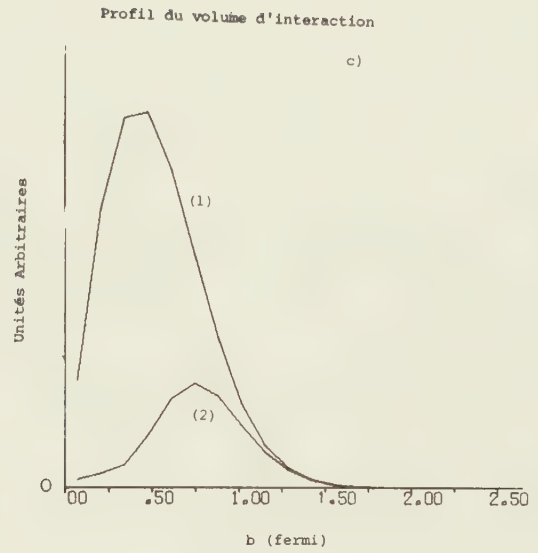
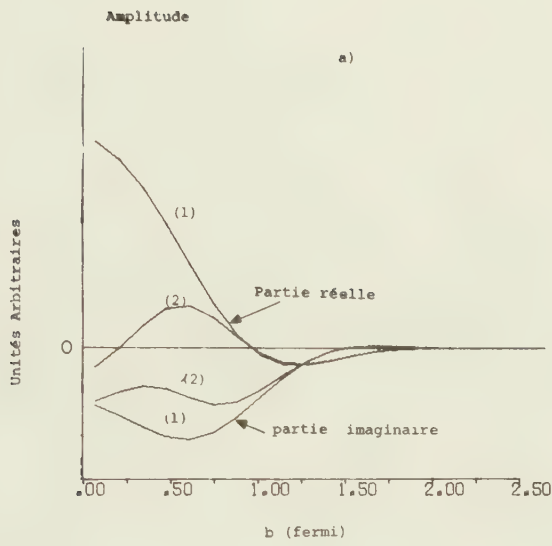
Ceci est simple à voir dans la représentation par paramètre d'impact $b = \frac{J+1}{q}$ (fig. 34). Une amplitude exponentielle réelle de non-retour-nement d'hélicité : e^{at} donne une gaussienne^(*)

$$\frac{1}{2a} e^{-\frac{b^2}{4a}} \quad (\text{fig. 34b, courbe 1})$$

(*) A l'approximation où l'on remplace les polynômes de Legendre par des fonctions de Bessel.

PHASE TOURNANTE

$$\pi^+ p \rightarrow \bar{K}^+ \Sigma^+ \quad 4 \text{ GeV/c}$$



AMPLITUDE REELLE

$$K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+ \quad 4 \text{ GeV/c}$$

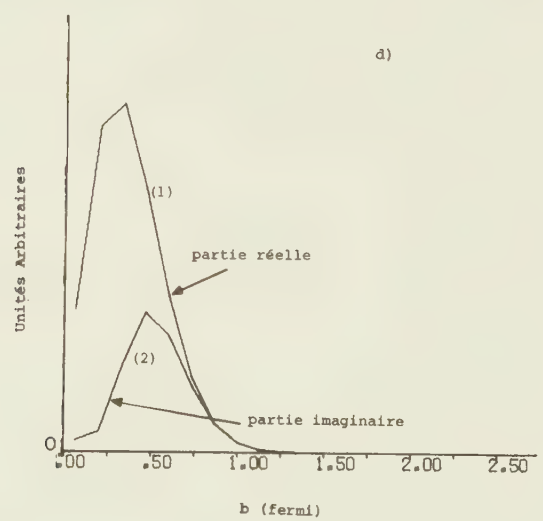
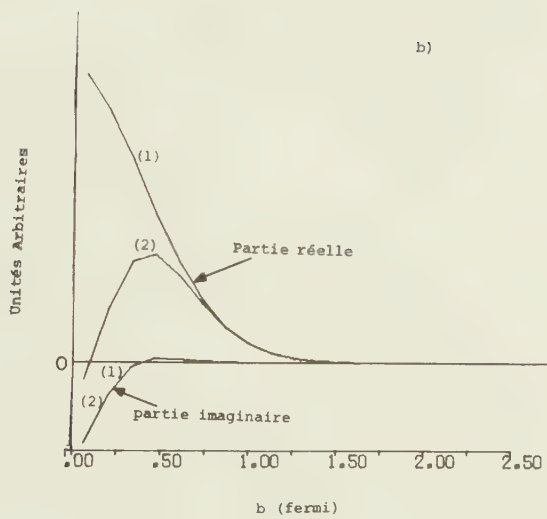


Fig. 34

Ceci est modifié dans le cas d'une amplitude à phase tournante $e^{-i\pi\alpha(t)} e^{at}$ suivant les courbes 1) (partie réelle et partie imaginaire) figure 34a. Les courbes 1) des figures 34c et 34d donnent la contribution à la section efficace de chaque amplitude d'onde partielle

$$\frac{1}{2} (J+\frac{1}{2}) \quad |a_J|^2 \propto b |a(b)|^2 .$$

Elles représentent en quelque sorte le profil de la région d'interaction.

Introduisons maintenant de l'absorption. On obtient les courbes 2) de chacune des figures. Ainsi que l'on peut voir, l'absorption rend les réactions plus périphériques. Ceci se traduit dans la section efficace différentielle par l'augmentation de la pente vers l'avant et l'apparition d'une "queue". Le premier effet vient de ce qu'il y a proportionnellement plus d'ondes élevées. La queue représente la différence (hachurée sur la fig. 34) entre l'amplitude initiale et l'amplitude résultante : c'est la contribution de la "coupure" (*). Elle est surtout composée de faibles ondes partielles et donc, présente une pente en t assez faible. Ainsi donc, la présence d'une cassure dans les réactions d'échange d'hypercharge est la signature de la présence d'absorption dans ces canaux. Notre interprétation peut être rapprochée d'une récente analyse de Davier et Harari [Davier - Harari 71] qui ont réussi à isoler la partie imaginaire de l'amplitude de Regge dans $K^- N \rightarrow K^- N$: l'analyse en onde partielle de celle-ci montre aussi un fort périphérisme (fig. 35).

(*) En tout état de cause, ce modèle n'étant qu'un modèle effectif, nous ne savons pas à quelle singularité dans le plan complexe du moment angulaire de la voie t , correspondent ces corrections.

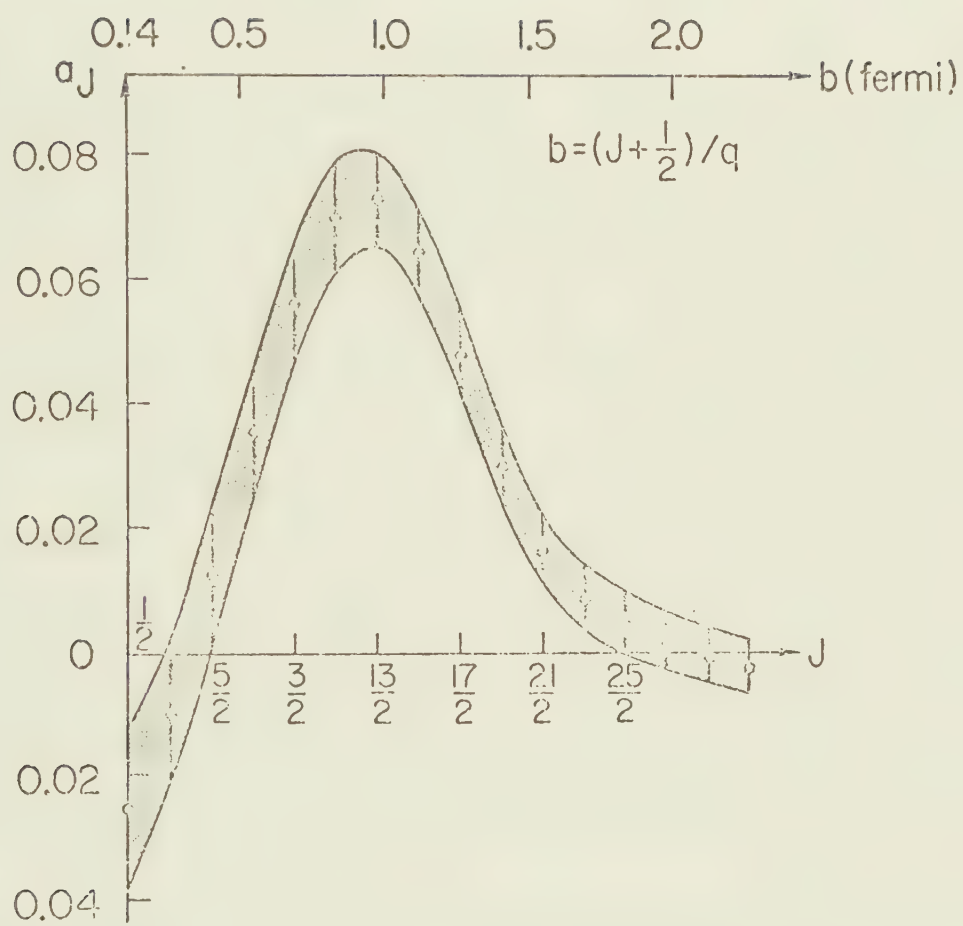


Fig. 35

Il reste à expliquer pourquoi de tels effets ne sont pas vus dans les réactions d'échange de charge. A notre sens, cela vient du fait qu'elles sont dominées par l'amplitude de retournement d'hélicité. Une telle amplitude

$$\sqrt{-t} e^{at}$$

donne dans la représentation par paramètre d'impact

$$\frac{b}{4a} e^{-\frac{b^2}{4a}}$$

qui présente un zéro vers l'avant. Elle est donc moins affectée par l'absorption (juste un peu diminuée) et aucune structure n'est générée. Celles que l'on voit le cas échéant sont les conséquences des propriétés de signature ainsi qu'il a été expliqué dans le premier chapitre.

Il faut noter que l'importance de la structure à basse énergie (en particulier dans $\pi^+_p \rightarrow K^+\Sigma^+$) rend nécessaire une absorption forte. Une absorption faible à la Sopkovitch ne donnerait qu'une faible cassure à $t \sim -1 \text{ GeV}^2$. Notre absorption effective tend à diminuer lorsque l'énergie augmente: ceci explique en particulier la disparition progressive du trou à $t = -.3 \text{ GeV}^2$ et le fait que $\alpha_{\text{eff}}(t) > \alpha_{K^*}(t)$. Si l'on excepte la mesure à $14 \text{ GeV}/c$ où les points à grand $|t|$ sont probablement faux (cf. note de la table V) on remarque aussi une augmentation progressive de a c'est-à-dire de la largeur de la zone d'absorption^{*)}. Tout ceci pourrait indiquer une convergence de l'absorption effective vers l'absorption traditionnelle qui deviendrait valable à haute énergie.

Les données ne tolèrent pas de "surabsorption" substantielle ($k \gg 1$). Enfin, l'absorption est plus forte lorsque la particule incidente est un antiproton, ce qui confirme l'idée intuitive que l'antiproton doit être un objet plus gros qu'un meson π ou K .

Notre modèle, cependant, présente quelques caractères pathologiques. En particulier du fait de sa forme, avec une phase ϕ non nulle il n'est pas possible d'absorber complètement l'onde s . Ceci explique en particulier

*) Bien que a semble assez sensible à la normalisation des pôles de Regge.

les remontées de la partie imaginaire à faible b dans les réactions présentant une phase rotatoire (fig. 34a). Du fait que nous sommes peu sensibles à ce qui se passe à si faible rayon (fig. 34c), nous pensons qu'il s'agit plus d'une conséquence de la forme du modèle choisi, que d'une nécessité phénoménologique.

3.2.3 Description de la différence entre les réactions croisées s-u

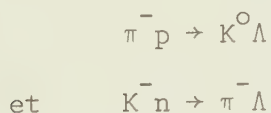
La motivation essentielle pour laisser l'absorption variable, était de pouvoir décrire la différence entre les réactions croisées de ligne. Il faut d'une certaine façon absorber moins les réactions $\bar{K}N \rightarrow \pi Y$, que les réactions $\pi N \rightarrow KY$. C'est parce qu'ils ne peuvent le faire dans leur modèle, qu'Irving et al. obtiennent les résultats de la fig. 32.

Malheureusement, les mesures à grand $|t|$ des réactions avec K incident sont assez rares et peu précises. Or, c'est à grand $|t|$ que nous déterminons la "coupure". Il en résulte que nous ne pourrions pas vraiment arriver à des conclusions fermes.

Cependant, il nous semble que l'on peut avancer l'explication suivante:

- Effectivement, les amplitudes $\bar{K}N$ sont moins absorbées. Cela se traduit dans notre ajustement, par des valeurs de a sensiblement plus petites que dans la réaction croisée (table V); par contre l'absorption dans l'onde s est aussi forte. En termes de paramètre d'impact, cela signifie que la région centrale d'absorption est moins large (fig. 34d).

- Cet effet n'est pas suffisant pour décrire la différence de pente entre



en dessous de 5 GeV/c. Si on laisse la phase ϕ libre pour cette dernière réaction, elle a tendance à prendre de grandes valeurs. Ceci introduit un déphasage entre le pôle et la "coupure" et diminue l'efficacité de l'absorption. Cependant, il nous semble que la présence de cette phase n'est qu'un procédé ad hoc pour reproduire les données.

Le fort rétrécissement du pic avant observé dans

$$\bar{K}^0 p \rightarrow \pi^+ \Lambda/\Sigma^0$$

dans cette région d'énergies, nous ferait plutôt pencher pour un modèle où la différence des pentes serait due à la présence de contributions secondaires de petit α effectif (comme c'est probablement le cas dans l'échange de charge des K). Nous manquons cruellement, là encore, de données à plus haute énergie.

3.2.4 Description des polarisations et corrélations de polarisation

Dès que l'absorption comporte un léger déphasage ϕ (pour créer une polarisation dans les réactions $K^- N \rightarrow \pi Y$), les polarisations sont assez bien décrites. Ceci a été montré à l'aide d'arguments asymptotiques par Krzywicki et Tran Tanh Van [Krzywicki et al. 69]. Le modèle d'Irving et al. comme le nôtre, donnent le même résultat.

Le mécanisme peut être illustré de façon assez simple. Pour les besoins de la discussion on peut négliger la coupure dans l'amplitude de retournement d'hélicité. La polarisation est alors générée par l'interférence entre la coupure de non-retournement d'hélicité et l'amplitude originelle de retournement d'hélicité:

$$P \propto -\text{Im} (\text{coupure}_{++} \text{pôle}_{-+}^*)$$

Pour une amplitude à phase rotatoire, le modèle d'absorption traditionnel et le nôtre absorbent plus la partie réelle que la partie imaginaire (fig. 34a et 36a). Il en résulte que la phase relative entre le pôle et l'opposé de la coupure est positive à $t = 0$ (fig. 36c). La phase de la coupure étant moins rapidement variable que celle du pôle, cette phase relative diminue lorsque $|t|$ augmente et il y a un zéro de la polarisation autour de $-.3 \text{ GeV}^2$. On peut remarquer qu'il n'est pas corrélé avec un zéro d'une des deux amplitudes ou le fait que $K^*(t) \approx 0$ dans cette région^(*).

Considérons maintenant une amplitude au départ réelle. Si la phase de l'absorption garde le même signe que plus haut, le premier zéro se trouve à beaucoup plus grand $|t|$ (fig. 36d).

(*) Lorsque le rapport de l'absorption dans la partie réelle à celle dans la partie imaginaire est constant, le zéro apparaît effectivement à $\alpha = 0$.

Les polarisations prédites (fig. 31) pour $K^-p \rightarrow \bar{K}^0 n$ et $K^+n \rightarrow K^0 p$ sont générées par le même phénomène. Nous reviendrons au paragraphe suivant sur la description des polarisations de $\pi^-p \rightarrow \pi^0 n$ et $n^-p \rightarrow nn$.

Notons enfin, que la différence de signe entre la polarisation du Λ et du Σ est bien décrite par SU3, qui avec nos rapports F/D donne un signe relatif de M_{++} et M_{+-} différent dans les deux cas.

Les corrélations de polarisation dans $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ sont par contre assez mal décrites. Si l'on n'inclut pas l'échange du K, aucune d'elles ne semble atteindre les grandes valeurs mesurées (fig. 33) expérimentalement (avec les réserves faites dans l'appendice B.III). En particulier, C_{zz} ne peut être très grand. Cela vient du fait [G. Plaut, Communication privée] que l'absorption diagonale en hélicité conserve presque la naturalité de l'objet échangé. Et celle-ci prévoit en particulier que $C_{zz} = 0$. Si l'on inclut le K, l'accord qualitatif que nous avons obtenu pour la polarisation entre l'expérience et le modèle, est détruit. Et les corrélations ne sont pas améliorées. Ceci peut venir du fait que nous ne savons pas absorber le K correctement ou qu'il est dégénéré avec une autre trajectoire^(*). La mesure des corrélations de polarisation dans $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$ serait très intéressante, puisque ces problèmes dus à la présence du K ont probablement disparu dans ce cas. De forts effets indiqueraient donc la présence de termes d'absorption non diagonaux dans les états d'hélicité.

3.2.5 Nature des différences d'absorption dans les réactions d'échange

Il reste à savoir si dans

$$\begin{array}{l} \pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+ \\ \text{et} \quad K^- p \rightarrow \pi^- \Sigma^+ \end{array}$$

la différence d'absorption est due à la nature des particules en jeu (par exemple aux différences de section efficace totale) ou à la présence ou non du terme $e^{-i\pi\alpha(t)}$.

(*) Malgré nos arguments du Chap. I par. 1.3.1 !

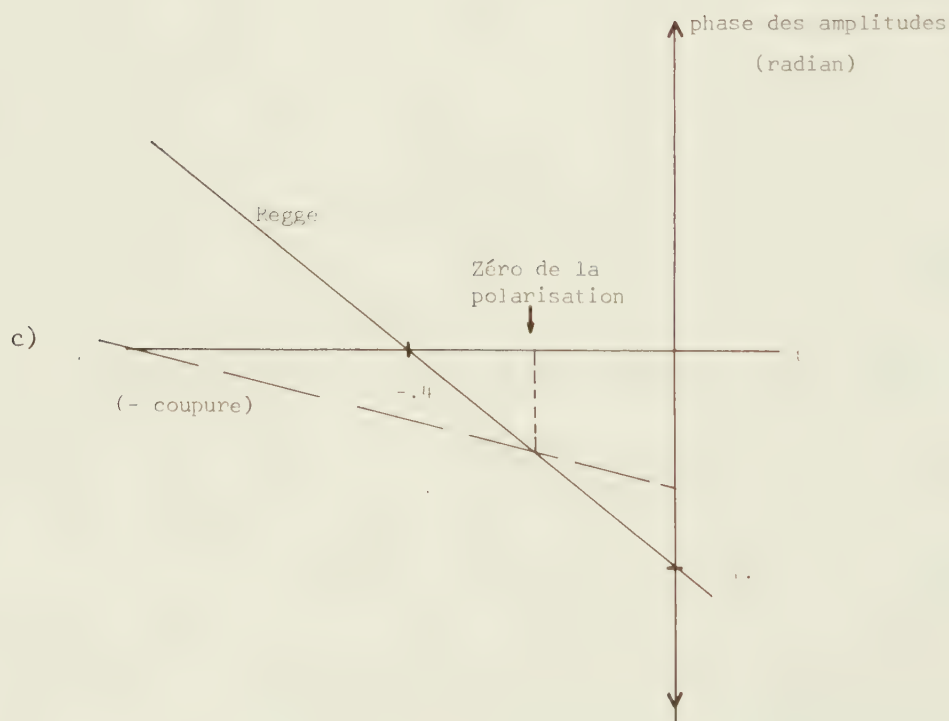
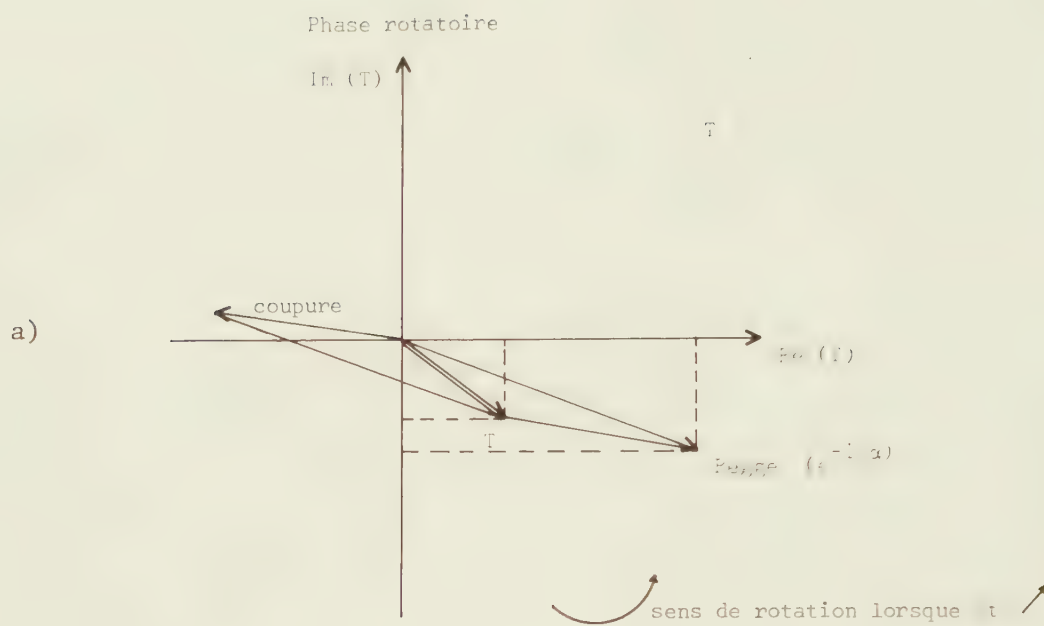


Fig. 36

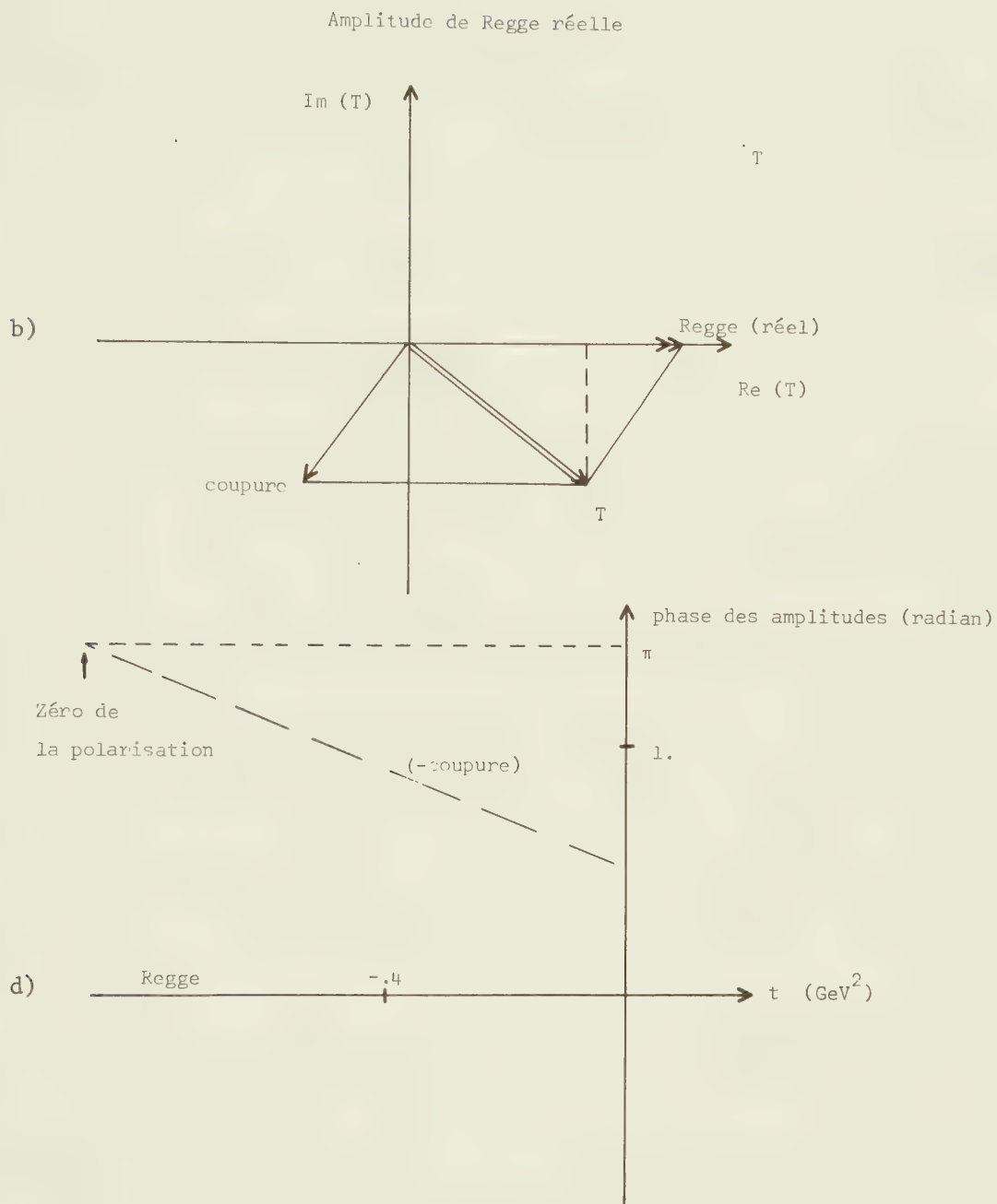


Fig. 36

Nous voudrions présenter plusieurs arguments en faveur du deuxième type d'explication.

- L'ajustement de $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ où l'amplitude comporte un terme $e^{-i\pi\alpha}$ donne pour a des valeurs comparables à celles obtenues dans $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$. Malheureusement, les données sur

$$K^+ n \rightarrow K^0 p$$

ne sont pas assez précises pour permettre des conclusions fermes.

- Si notre explication est juste, alors dans les réactions:

$$\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$$

$$\pi^- p \rightarrow \eta n$$

dont les amplitudes sont en

$$1 \pm e^{-i\pi\alpha}$$

le terme 1 est absorbé de façon différente que $e^{-i\pi\alpha}$.

Les courbes présentées pour les sections efficaces différentielles de ces deux réactions correspondent aux paramètres suivants:

Pour $e^{-i\pi\alpha}$	$k = 1.$
	$a = 4.$
	$\phi = .25$

Pour 1	$k = .8$
	$a = 1.5$
	$\phi = .45$

que nous avons choisis d'après les résultats obtenus dans les réactions d'échange d'hypercharge pour les deux types d'amplitudes.

Nos "prédictions" sont en accord avec les données pour $|t| < .5 \text{ GeV}^2$. Nous n'avons pas cherché à ajuster nos paramètres pour décrire la région de $|t|$ plus grand.

L'intérêt d'un tel modèle est qu'on y absorbe moins la partie réelle que la partie imaginaire des amplitudes en

$$1 - e^{-i\pi\alpha}.$$

La position relative des zéros des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de non-retournement d'hélicité est inversée par rapport à un modèle d'absorption traditionnel (fig. 37): En conséquence, la polarisation ne s'annule pas à $t = -.3 \text{ GeV}^2$ en accord qualitatif avec les récentes données du groupe de Saclay [Guisan et al.]. Cependant, avec nos paramètres le zéro de la partie imaginaire de M_{++}^S est trouvé à trop grand $|t|$.

La polarisation de $\pi^- p \rightarrow \eta n$ n'a pas de structure particulière dans un tel modèle.

3.3 Conclusion

Nous avons montré phénoménologiquement la nécessité d'absorber les basses ondes partielles dans la voie s. Malheureusement, aucun des modèles actuels n'est capable de prescrire correctement une telle absorption.

Par ajustement aux données d'un modèle assez général, il nous a été possible de mettre en évidence les caractéristiques des phénomènes d'absorption:

- Absorption forte des basses ondes partielles. Cette absorption doit être plus forte que celle du modèle d'absorption traditionnel. Cette absorption doit être appliquée aussi sur l'amplitude de retournement d'hélicité dans la voie s. Elle est plus forte avec des antiprotons incidents qu'avec des π ou K.
- Cette absorption dépend, à notre avis, beaucoup plus encore de la phase de l'amplitude considérée. Pour une amplitude en $e^{-i\pi\alpha(t)}$, afin de décrire les polarisations, on doit absorber plus la partie réelle que la partie imaginaire. Pour une amplitude réelle, en tous cas dans notre modèle à basse énergie l'absorption doit être plus faible et, créer une partie imaginaire négative. Ceci est rendu nécessaire en particulier par la diminution apparente de l'absorption dans les réactions avec K^- incident et le signe de la polarisation. Un tel effet dans $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ supprime le zéro de la polarisation à $t \approx -.3$ prédit par les modèles d'absorption traditionnels.

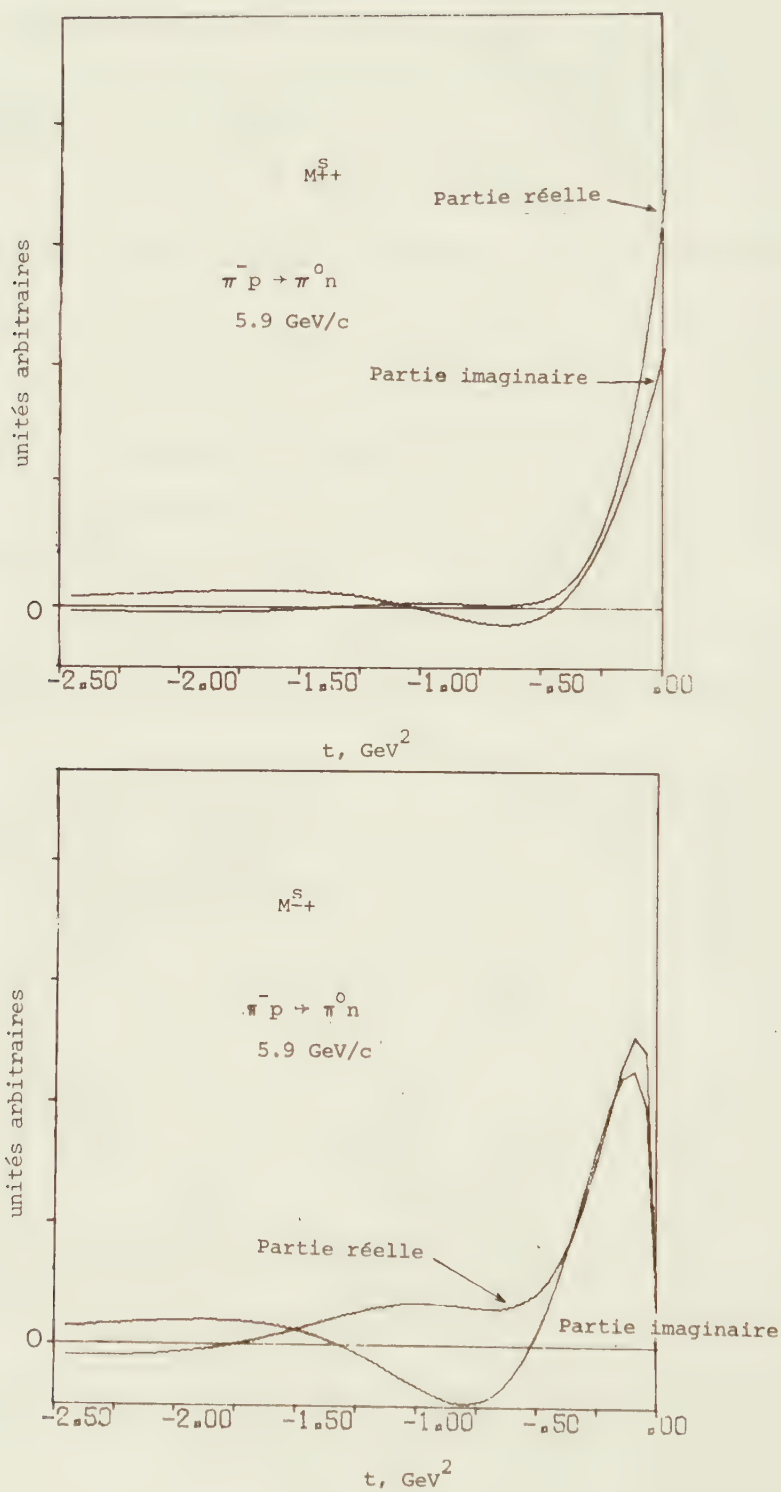


Fig. 37

- Cette absorption semble enfin dépendre de l'énergie. Dans $\pi^+_p \rightarrow K^+\Sigma^+$, la seule réaction où les mesures sont suffisamment précises, il semble que la force de l'absorption diminue avec l'énergie et se rapproche à haute énergie de celle prédite par les prescriptions traditionnelles.

Quelques problèmes phénoménologiques restent à résoudre.

- Notre solution pour $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ et $\bar{\Sigma}\Sigma$ n'est pas très satisfaisante: problème du K et phase ϕ trop importante dans le premier cas, pente trop faible dans le second cas.
- Une analyse plus fouillée que celle que nous avons ébauchée est nécessaire pour $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$.

Le problème de la génération théorique d'une telle absorption reste entier.

APPENDICE B.I

Formalisme utilisé

Suivant la suggestion de Cohen Tannoudji et al. [Cohen Tannoudji et al. 69] nous écrirons les amplitudes des pôles de Regge directement dans la voie s . Nous éviterons ainsi les ennuis purement techniques dus au croisement (singularités cinématiques et contraintes à imposer aux amplitudes de la voie t).

Le formalisme des pôles de Regge n'est valable qu'à l'ordre $\frac{1}{s}$; nous utiliserons continuellement cette propriété et ne nous occuperons pas des ingrédients nécessaires à corriger les propriétés pathologiques des termes d'ordre inférieur (notamment des trajectoires filles [Friedman-Wang]). Les erreurs que nous commettrons ainsi ne sont pas négligeables ([Quigg 70]), mais nous pensons ainsi garder une certaine transparence au modèle utilisé.

1. Amplitude générale

Considérons une amplitude de réaction correspondant à des hélicités bien déterminées dans la voie s : $\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4$ (fig. 38a) et à l'échange dans la voie t d'un pôle de Regge de signature bien déterminée ζ .

La forme la plus générale de cette amplitude compatible avec les propriétés analytiques des amplitudes d'hélicité déduites de la théorie quantique des champs et avec le comportement en $s^{\alpha(t)}$ à grand s est [Cohen - Tannoudji et al. 68] à l'ordre $\frac{1}{s}$.

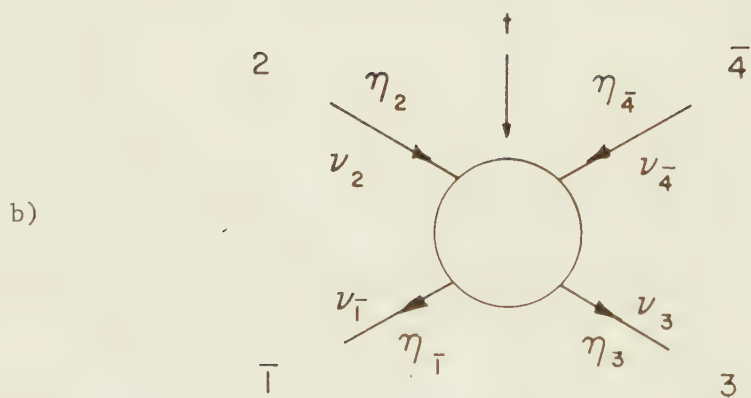
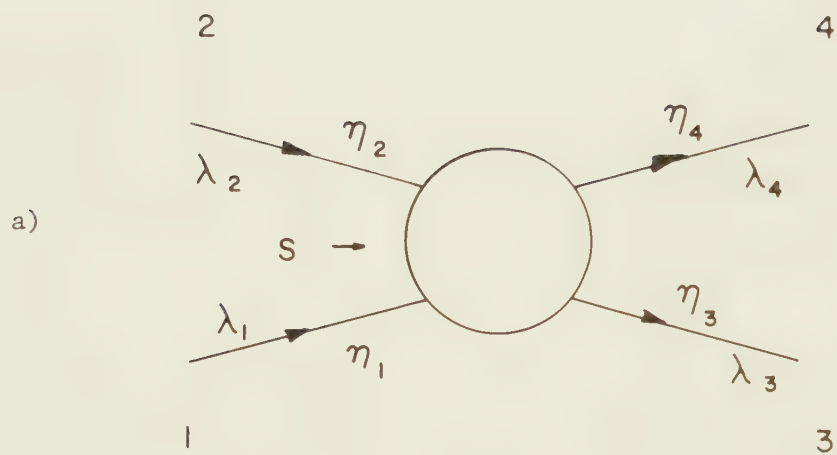


Fig. 38

$$M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^S(s, t) \approx \left(\sqrt{s} \sin \frac{\theta_s}{2} \right)^{|\lambda - \mu|} \left(\cos \frac{\theta_s}{2} \right)^{|\lambda + \mu|} g_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}(t) \frac{\pi}{\Gamma(1+\alpha) \sin \pi \alpha(t)} (1 + \zeta e^{-i\pi \alpha(t)}) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)} + O \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha-1}$$

$$\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$$

$$\mu = \lambda_3 - \lambda_4$$

Nous avons mis explicitement en évidence les pôles pour $\alpha(t) = 0, 1, \dots$

Le facteur de signature $1 + \zeta e^{-i\pi \alpha(t)}$ n'est pas arbitraire, mais une conséquence des propriétés analytiques et du comportement en $s^{\alpha(t)}$ (théorème de Phragmen - Lindelöf).

2. Utilisation de la conservation de la parité dans le canal t .

2.1 Nous n'avons pas encore tenu compte du fait qu'un pôle de Regge a une naturalité $((-1)^J \times \text{parité})$ bien déterminée dans la voie t . Rappelons rapidement le raisonnement de Cohen-Tannoudji et al.

Décomposons l'amplitude M^t de la voie t (fig.38b) en ondes partielles

$$M_{\nu_3 \nu_1 \nu_4}^t = \sum_J (2J+1) M_{\nu_3 \nu_1 \nu_4}^{tJ} d_{\nu_2 - \nu_4, \nu_1 - \nu_3}^J(\cos \theta_t)$$

Si les parités intrinsèques dans le canal t des particules extérieures et de la particule échangée sont $\eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4$ et η et les spins $s_1 s_2 s_3 s_4$ et J , la conservation de la parité à chacun des deux vertex donne *)

*) Notre convention pour les amplitudes d'hélicité diffère de celle de [Jacob et Wick]: nous omettons le facteur $(-1)^{s_2 - \lambda_2}$ comme le font Cohen-Tannoudji et al.

$$\begin{aligned}
 M_{\nu_3 \nu_1 \nu_4 \nu_2}^{t J} &= \eta \eta_4^- \eta_2 (-1)^{J + s_2 - s_4} M_{\nu_3, \nu_1, -\nu_4, -\nu_2}^{t J} \\
 &= \eta \eta_3 \eta_1^- (-1)^{J + s_1 - s_3} M_{-\nu_3, -\nu_1, \nu_4, \nu_2}^{t J}
 \end{aligned}$$

D'autre part, pour $\cos \theta_t$ grand (s grand)

$$d_{-\lambda\mu}^J(\cos \theta_t) = (-1)^\lambda d_{\lambda\mu}^J(\cos \theta_t) + O(\cos \theta_t)$$

Finalement, pour une amplitude de signature bien déterminée ζ (donc correspondant à des J tous pairs ou tous impairs suivant que $\zeta = +1$ ou -1)

$$\begin{aligned}
 M_{\nu_3 \nu_1 \nu_4 \nu_2}^{t J} &= \eta \zeta \eta_4^- \eta_2 (-1)^{\nu_2 - \nu_4} (-1)^{s_2 - s_4} M_{\nu_3 \nu_1, -\nu_4 - \nu_2}^{t J} + O\left(\frac{1}{s}\right) \\
 &= \eta \zeta \eta_3 \eta_1^- (-1)^{\nu_1 - \nu_3} (-1)^{s_1 - s_3} M_{-\nu_3 - \nu_1, \nu_4 \nu_2}^{t J} + O\left(\frac{1}{s}\right)
 \end{aligned}$$

Une conséquence importante de cette formule est qu'il n'y a pas d'interférence dans la section efficace totale entre échange de parité naturelle et non-naturelle.

2.2 En utilisant maintenant la forme asymptotique de la matrice de croisement des amplitudes d'hélicité entre la voie s et la voie t on obtient

$$\begin{aligned}
 M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^s(s, t) &= \eta \zeta \eta_2 \eta_4 (-1)^{s_4 - s_2 + \lambda_4 - \lambda_2} M_{\lambda_3 - \lambda_4 \lambda_1 - \lambda_2}^s(s, t) + O\left(\frac{1}{s}\right) \\
 &= \eta \zeta \eta_1 \eta_3 (-1)^{s_3 - s_1 + \lambda_3 - \lambda_1} M_{-\lambda_3 \lambda_4 - \lambda_1 \lambda_2}^s(s, t) + O\left(\frac{1}{s}\right)
 \end{aligned}$$

La remarque fondamentale que l'on peut faire est que les deux membres n'ont pas même λ et μ et représentent des transitions d'hélicité différentes. L'échange d'une parité naturelle $\eta \zeta$ bien définie impose donc aux résidus $g_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}$ des zéros supplémentaires en $\sin \frac{\theta_s}{2}$ et $\cos \frac{\theta_s}{2}$.

Ce phénomène est connu comme celui de "l'évasion" des pôles de Regge.

Pour simplifier, limitons-nous à la région de faible t et grand s

$$\cos \frac{\theta}{2} \sim 1$$

$$\sin \frac{\theta}{2} \sim \sqrt{\frac{-t}{s}}$$

On doit avoir

$$\sqrt{-t}^{|\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4|} g_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} = \eta \zeta \eta_2 \eta_4 (-1)^{s_4 - s_2 + \lambda_4 - \lambda_2} \sqrt{-t}^{|\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4|} g_{\lambda_3, -\lambda_4, \lambda_1, -\lambda_2} \quad (*)$$

Pour mettre en évidence les zéros, nous redéfinissons le résidu

$$\begin{aligned} \gamma_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}(t) &= \sqrt{-t}^{|\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4|} - \text{Max}\{|\lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 + \lambda_4|, |\lambda_1 + \lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4|\} \\ &= \sqrt{-t}^{-(|\lambda'| + |\mu'| - |\lambda' - \mu'|)} g_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} \end{aligned}$$

$$\lambda' = \lambda_3 - \lambda_1$$

$$\mu' = \lambda_4 - \lambda_2$$

Finalement

$$\begin{aligned} M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^s(s, t) &\sim (\sqrt{-t})^{|\lambda'| + |\mu'|} \gamma_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} \frac{\pi}{\Gamma(1+\alpha)} \frac{1 + \zeta e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin \pi\alpha(t)} \\ &\quad \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)} + O\left(\left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-1}\right) \end{aligned}$$

où $\gamma_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}$ n'a plus de zéros cinématiques et a les propriétés analytiques de $\alpha(t)$.

Dans ce qui suit, nous prendrons les résidus γ constants.

(*) Dans le cas d'un échange de fermions, une telle solution n'existe pas et il faut recourir à la "conspiration" de symétries de parité.

3. Factorisation

3.1 Puisque notre amplitude est générée par l'échange d'un pôle dans la voie t , à l'ordre $\frac{1}{s}$ elle factorise dans la voie t

$$M_{\nu_3 \nu_1 \nu_4 \nu_2}^t = m_{\nu_3 \nu_1}^t \cdot m_{\nu_4 \nu_2}^t + O(s^\alpha)$$

Par action de la matrice de croisement, on peut écrire alors ^{*)}

$$\begin{aligned} M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^s &= \sum_{\nu_1 \nu_3} e^{-i\pi \lambda_3} d_{\lambda_1}^{s_1}(\chi_1) \nu_1 \bar{\nu}_1 d_{\lambda_3}^{s_3}(\chi_3) \nu_3 \bar{\nu}_3 m_{\nu_3 \nu_1}^t \\ &\quad (-1)^{\sigma(P)} (-1)^{2s_2+2s_4} e^{i\pi \lambda_2} \sum_{\nu_2 \nu_4} d_{\lambda_2}^{s_2}(\chi_2) \nu_2 \bar{\nu}_2 d_{\lambda_4}^{s_4}(\chi_4) \nu_4 \bar{\nu}_4 m_{\nu_4 \nu_2}^t \\ &\quad + O\left(\frac{1}{s}\right). \end{aligned}$$

Or χ_1 et χ_3 asymptotiquement ne dépendent que de 1 et 3.

Il en résulte que les résidus γ dans la voie s factorisent et que l'on peut écrire

$$\gamma_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} = \gamma_{\lambda_4 \lambda_2} \gamma_{\lambda_3 \lambda_1}$$

où

$$\gamma_{\lambda_3 \lambda_1} = \sqrt{-t}^{-(\lambda_3 - \lambda_1)} e^{-i\pi \lambda_3} \sum_{\nu_1 \nu_3} d_{\lambda_1}^{s_1}(\chi_1) \nu_1 \bar{\nu}_1 d_{\lambda_3}^{s_3}(\chi_3) \nu_3 \bar{\nu}_3 m_{\nu_3 \nu_1}^t$$

et une expression analogue (lorsqu'il n'y a pas d'échange de fermions ^{**)}) pour $\gamma_{\lambda_4 \lambda_2}$.

*) Nos notations sont celles de [Cohen Tannoudji et al. 68] où l'on trouvera la définition des χ et de $\sigma(P)$.

**) Dans le cas où 2 et 4 sont des fermions

$$\sigma(P) = -1 \quad (-1)^{2s_4} = -1 \quad \text{et} \quad (-1)^{\sigma(P)} (-1)^{2s_2+2s_4} e^{i\pi \lambda_2} = e^{-i\pi \lambda_2}.$$

Dans le cas où 2 et 4 sont des bosons

$$\sigma(P) = +1 \quad (-1)^{2s} = 1 \quad \text{et} \quad e^{i\pi \lambda_2} = e^{-i\pi \lambda_2}.$$

3.2 Propriétés des $\gamma_{\lambda_i \lambda_j}$

$$1) \text{ Parité : } \gamma_{\lambda_i \lambda_j} = \eta_i \zeta \eta_j \eta_j (-1)^{s_i - s_j + \lambda_i - \lambda_j} \gamma_{\lambda_i \lambda_j}(t) .$$

Ceci entraîne automatiquement la conservation de la parité pour la réaction globale :

$$M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^S = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 (-1)^{\sum_i (s_i + \lambda_i)} M_{-\lambda_3 -\lambda_4 -\lambda_1 -\lambda_2}^S .$$

2) S'il y a diffusion élastique dans la voie t , on a automatiquement la conservation de la conjugaison de charge dans la voie s .

En effet,

$$\gamma_{\lambda_1 \lambda_3} = C \gamma_{\lambda_2 \lambda_4} \quad (\text{où } C \text{ est arbitraire de module } 1)$$

ceci entraîne

$$M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^S = C M_{\lambda_4 \lambda_3 \lambda_2 \lambda_1}^S .$$

4. Contraintes imposées par la dégénérescence d'échange

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, l'absence de résonances exotiques dans certaines voies impose la dégénérescence d'échange : égalité des trajectoires $\alpha(t)$ et des résidus. Toutes les réactions d'échange d'hypercharge sont dans ce cas.

Ceci impose un certain "mécanisme de dip" pour $\alpha(t) = 0$.

Considérons le K^{**} : $\zeta = +1$

$$\frac{\pi}{\Gamma(1+\alpha)} \quad \frac{1 + e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha}$$

a un pôle pour $\alpha = 0$: ce pôle "fantôme" ne peut exister puisqu'il est dans la région physique ($s > 0$ $t < 0$) et doit être "tué" par un facteur α venant du résidu. L'amplitude contient donc un facteur :

$$\frac{\pi\alpha}{\Gamma(1+\alpha)} \quad \frac{1 + e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha} = \Gamma(1-\alpha) (1 + e^{-i\pi\alpha}) .$$

Le résidu du K^* devant être égal à celui du K^{**} nous avons finalement

$$M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^S = (\sqrt{-t})^{|\lambda'| + |\mu'|} \gamma_{\lambda_4 \lambda_2}(t) \gamma_{\lambda_3 \lambda_1}(t) \Gamma(1-\alpha) (1 + \zeta e^{-i\alpha}) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)}$$

pour le K^* et le K^{**} dans toutes les réactions d'échange d'hypercharge.

Nous traiterons le K dans une autre annexe.

5. Normalisation

5.1 Nous utilisons la normalisation suivante :

Dans le cas de diffusion sans spin, il est commode de considérer l'amplitude de réaction telle que

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad \text{avec} \quad f = \sum_{\ell} (2\ell+1) \frac{\eta e^{i\delta_{\ell}} - 1}{2i k} P_{\ell}(\cos \theta)$$

d'où

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{q_1 q_3} |f|^2$$

où q_1, q_3 sont les impulsions initiales et finales dans le centre de masse.

Dans le cas élastique, la section efficace totale est donnée par le théorème optique :

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{q_1} \text{Im } f(0)$$

Malheureusement, ce ne sont pas ces amplitudes qui se "reggésistent" : elles ne sont pas invariantes. Il nous faut considérer les amplitudes

$$M^S = f \sqrt{s} \quad (\text{les mêmes amplitudes } M \text{ que plus haut}).$$

On a alors

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{q_1 q_3} \left| \frac{M^S}{\sqrt{s}} \right|^2 \underset{s \rightarrow \infty}{\approx} \frac{4\pi}{s^2} |M^S|^2$$

$$\approx \frac{1}{s^2} (4893,18) |M^S|^2$$

si $\frac{d\sigma}{dt}$ est exprimé en $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ et s en GeV^2 .

Dans le cas élastique

$$\sigma_{\text{tot}} = \frac{4\pi}{q_1} \frac{\text{Im } M(s, t=0)}{\sqrt{s}}$$

$$\approx \frac{8\pi}{s} \text{Im } M$$

$$\approx \frac{1}{s} (9.78 \ 636) \text{Im } M(s, t=0)$$

si σ_{tot} est exprimé en mb et s en GeV^2 .

Dans le cas où il y a des particules avec spin, $|M^S|^2$ est simplement remplacé par

$$\text{Tr } \rho_f = \text{Tr} \left(\sum_{\substack{\lambda_1 \lambda_2 \\ \lambda'_1 \lambda'_2}} M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} \rho_i_{\lambda_1 \lambda_2 \lambda'_1 \lambda'_2} (M_{\lambda'_3 \lambda'_4 \lambda'_1 \lambda'_2})^* \right)$$

où ρ_i et ρ_f sont les matrices-densité de l'état initial et de l'état final.

5.2 Relation avec les amplitudes invariantes A et B

Considérons la diffusion

$$\begin{array}{ccc} \text{Meson} & + & \text{baryon} & \rightarrow & \text{meson} & + & \text{baryon.} \\ 2 & & 1 & & 4 & & 3 \\ 0^- & & \frac{1}{2}^+ & & 0^- & & \frac{1}{2}^+ \end{array}$$

L'amplitude de réaction peut être écrite

$$T = \bar{u}_3 \left[A + B \gamma^\mu \left(\frac{q_{1\mu} + q_{3\mu}}{2} \right) \right] u_1.$$

Avec la normalisation $\bar{u} u = 1$ et notre normalisation

$$\begin{aligned} M_{\lambda_3 \lambda_1}^S &= \begin{pmatrix} M_{++}^S & M_{--}^S \\ M_{-+}^S & M_{+-}^S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta_s}{2} \\ -\sin \frac{\theta_s}{2} \end{pmatrix} \times \frac{1}{\sqrt{2m_3 2m_1 (E_1+m_1) (E_3+m_3)}} \\ &\times \left\{ [(E_1+m_1) (E_3+m_3) \mp k_1 k_3] \left[A - B \frac{(m_1+m_3)}{2} \right] \right. \\ &\quad \left. + B \sqrt{s} [(E_1+m_1) (E_3+m_3) \pm k_1 k_3] \right\} \end{aligned}$$

où toutes les quantités sont prises dans le centre de masse du canal s.

En tenant compte du fait que $A \sim s^\alpha$

$$B \sim s^{\alpha-1}$$

$$M_{++}^S = M_{--}^S \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} (m_1+m_3) (A + vB) \cos \frac{\theta_s}{2}$$

ou à t voisin de 0 dans le cas élastique

$$M_{++}^S = M_{--}^S \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} (m_1+m_3) A' \quad |t| \text{ petit}$$

$$\text{où } v = \frac{s - u}{2(m_1+m_3)}$$

$$A' = A + \left(\frac{\frac{s-u}{4m_1} + \frac{t}{2m_1}}{1 - \frac{t}{4m_1^2}} \right) B \quad (\text{cas élastique})$$

$$\begin{array}{c} M_{-+}^S \\ \nearrow \quad \nwarrow \\ \text{final initial} \end{array} = - M_{+-}^S \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} - \sqrt{s} A \sin \frac{\theta}{2} \underset{s \rightarrow \infty}{\sim} - A \sqrt{-t}$$

6. Calcul des coupures

6.1 Modèle d'absorption

Développons l'amplitude R en ondes partielles dans la voie s

$$R_{\{\lambda\}} = \sum (2J+1) R_{\{\lambda\}}^J d_{\lambda\mu}^J (\cos \theta_s) \quad (2)$$

$$\{\lambda\} = \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_4 \}$$

$$\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$$

$$\mu = \lambda_3 - \lambda_4$$

$R_{\{\lambda\}}^J$ est relié à la matrice unitaire $S_{\{\lambda\}}^J$ par

$$S_{\{\lambda\}}^J = 1 + i \gamma R_{\{\lambda\}}^J \quad (S_{\{\lambda\}}^J S_{\{\lambda\}}^{J+} = 1)$$

où γ dépend des normalisations adoptées.

Dans notre cas, il est facile de voir que $\gamma = 1$, puisque dans le cas sans spin et élastique

$$R = \sqrt{s} f = \sqrt{s} \sum (2\ell+1) \frac{e^{i\delta_\ell} - 1}{2iq} P_\ell(\cos \theta)$$

$$\gamma = \frac{2q}{\sqrt{s}} \underset{s \rightarrow \infty}{\rightarrow} 1$$

Ainsi que nous l'avons montré (chap. II, par. 1.2.2 B), le modèle d'absorption revient à atténuer les basses ondes partielles par la formule

$$S_{\lambda\lambda}^J \text{ absorbé} = S_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1'\lambda_2'}^J \eta_{\lambda_1'\lambda_2'\lambda_1\lambda_2}^J \quad (\text{sommation sur } \lambda_1'\lambda_2')$$

ou en revenant à l'amplitude

$$S_{\lambda\lambda}^J \text{ absorbé} = \sum_J \left\{ (2J+1) \frac{S_{\lambda\lambda}^J - 1}{i\gamma} + \frac{\eta_{\lambda\lambda}^J - 1}{i\gamma} \delta_{13} \delta_{24} \right. \\ \left. + i\gamma \frac{(S_{\lambda\lambda}^J - 1)}{i\gamma} \frac{(\eta_{\lambda\lambda}^J - 1)}{i\gamma} d_{\lambda\mu}^J (\cos \theta_s) \right\}$$

où nous avons mis en évidence le terme originel.

Le deuxième terme n'existe bien entendu que dans le cas élastique puisque η ne change pas la nature des particules et représente la diffusion élastique due à l'absorption des autres canaux ("shadow scattering").

Notons $A_{\lambda\lambda} = \frac{(\eta_{\lambda\lambda} - 1)}{i\gamma}$ et définissons A^J de façon analogue à (2). Alors

$$T_{\lambda\lambda} \text{ absorbé} = R_{\lambda\lambda} + A_{\lambda\lambda} \delta_{13} \delta_{24} + i\gamma \sum_J R_{\lambda_3\lambda_4\lambda_1'\lambda_2'}^J A_{\lambda_1'\lambda_2'\lambda_1\lambda_2}^J \\ d_{\lambda\mu}^J (\cos \theta_s)$$

que nous noterons

$$T_{\lambda\lambda} \text{ absorbé} = R_{\lambda\lambda} + A_{\lambda\lambda} \delta_{13} \delta_{24} + i\gamma (R * A)_{\lambda\lambda} \quad (3)$$

Pour simplifier, nous suivrons la pratique commune de prendre η diagonal en hélicité

$$\eta = \eta_{\lambda_1\lambda_2\lambda_1\lambda_2}$$

On peut tenter de justifier ceci par des considérations sur la matrice de recouvrement [Cohen Tannoudji et al.] ou simplement par le fait que la diffusion par le Poméron semble expérimentalement conserver l'hélicité [Gilman et al.] [Barger - Cline] . Aucun de ces arguments ne nous semble cependant décisif.

6.2 Evaluation numérique de $A * R$

a) Par définition

$$A * R = \sum_J (2J+1) A^J R^J d_{\lambda\mu}^J (\cos \theta)$$

avec

$$A^J = \frac{1}{2} \int A (\cos \theta) d_{\lambda\mu}^J (\cos \theta) d\cos \theta$$

$$R^J = \frac{1}{2} \int R (\cos \theta) d_{\lambda\mu}^J (\cos \theta) d\cos \theta$$

Nous avons utilisé un programme écrit par Drouffe calculant les intégrales ci-dessus avec la méthode de Gauss. Le nombre d'ondes partielles considérées est 30 et la méthode est numériquement exacte pour ces ondes partielles.

Cependant, cette méthode est assez longue et peu adaptée aux méthodes d'ajustement employées.

b) Nous avons donc utilisé dans nos ajustements les méthodes d'approximation par paramètre d'impact et remplacé les sommes

$$\sum_J (2J+1) d_{\lambda\mu}^J (\cos \theta) \rightarrow 2q^2 \int_0^\infty b db J_{|\lambda-\mu|}(b\sqrt{-t})$$

et

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} d \cos \theta d_{\lambda\mu}^J (\cos \theta) \rightarrow \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{J_{|\lambda-\mu|}(b\sqrt{-t})}{| \lambda - \mu |}$$

Cette approximation est valable à faible angle et à haute énergie. Nous avons vérifié que, dans notre cas, la différence avec la méthode exacte était minime. Si l'on approxime de plus toutes les amplitudes par une somme d'exponentielles, toutes les intégrales se calculent analytiquement et donnent les résultats suivants :

(1) Amplitudes sans zéro supplémentaire

Les seuls zéros sont ceux prédits par la conservation du moment angulaire :

$$R_{\{\lambda\}} = (\sqrt{-t})^{|\lambda-\mu|} r_{\{\lambda\}} e^{vt}$$

u et v complexes

$$A = a e^{ut}$$

$$(4) \quad (A * R)_{\lambda} = \frac{ar_{\{\lambda\}}}{s} (\sqrt{-t})^{|\lambda-\mu|} \frac{u^{|\lambda-\mu|}}{(u+v)^{|\lambda-\mu|+1}} e^{\frac{uv}{u+v} t}$$

où nous avons utilisé la formule

$$(5) \quad \int_0^{\infty} x^{v+1} e^{-\alpha x^2} J_v(\beta x) dx = \frac{\beta^v}{(2\alpha)^{v+1}} e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha}}.$$

(2) Amplitudes avec un zéro supplémentaire

A cause de la naturalité déterminée du pôle de Regge échangé, certaines de nos amplitudes ont un zéro supplémentaire à $t = 0$ (évasion).

Le seul cas que nous rencontrons dans notre étude est le cas d'une amplitude de non-retournement d'hélicité qui a un zéro en t

$$R_{++--} = (-t) r_{\{\lambda\}} e^{vt}.$$

$|\lambda-\mu| = 0$ et il n'y a plus correspondance entre le degré de x dans la formule (5) et l'ordre de la fonction de Bessel J_v . Mais il suffit de remarquer que

$$R_{++--} = - \frac{\partial}{\partial v} (r_{\{\lambda\}} e^{vt})$$

d'où en dérivant (4) par rapport à v

$$(A * R)_{++} = \frac{ar}{s} (1-t \frac{u^2}{u+v}) \frac{e^{\frac{uv}{u+v} t}}{(u+v)^2}.$$

APPENDICE B. II

Echange du K

1. Amplitude de Regge du K

Comme pour les K^* et K^{**} nous écrirons l'amplitude

$$M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}^S = \frac{\pi}{\Gamma(\alpha+1)} \frac{1 + e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha} \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} \gamma_{\lambda_4 \lambda_2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha.$$

Cette amplitude a bien un pôle à $\alpha = 0$. Cependant pour qu'elle corresponde bien à l'échange d'une particule de spin 0 il faut certaines contraintes entre les résidus au pôle. Nous dérivons ces contraintes dans le paragraphe suivant.

2. Contraintes sur les résidus γ au pôle du K

2.1 Origine des contraintes

Considérons les amplitudes de la voie t, m_{++}^t et m_{+-}^t , définie dans l'appendice B.1. Au pôle du K il ne peut y avoir de retournement d'hélicité puisque l'onde partielle résonante est l'onde S. Donc

$$m_{+-}^t \propto \alpha(t).$$

Il nous faut transformer cette contrainte en contrainte sur les amplitudes de la voie γ_{++} et γ_{+-} .

2.2 Expression asymptotique de la matrice de croisement

Reprenons l'expression (1) de l'appendice B.1

$$\gamma_{\lambda_3 \lambda_1} = \sqrt{-t}^{-|\lambda_3 - \lambda_1|} e^{-i\pi\lambda_3} \sum_{\nu_1, \nu_3} d_{\lambda_1}^{s_1}(\chi_1)^{\nu_1} d_{\lambda_1}^{s_3}(\chi_3)^{\nu_3} m_{\nu_3 \nu_1}^t$$

$$m_{\nu_3 \nu_1}^t = \sum_{\lambda_3 \lambda_1} \sqrt{-t}^{|\lambda_3 - \lambda_1|} e^{i\pi \lambda_3} d_{\nu_1}^{s_1}(-\chi_1)^{\lambda_1} d_{\nu_1}^{s_3}(-\chi_3)^{\lambda_3} \gamma^{\lambda_3 \lambda_1}$$

En explicitant les $d^S(\chi)^\lambda_\nu$ en posant

$$a = i \cos \frac{\chi_3}{2} \cos \frac{\chi_1}{2}$$

$$b = i \sin \frac{\chi_3}{2} \sin \frac{\chi_1}{2}$$

$$c = i \cos \frac{\chi_3}{2} \sin \frac{\chi_1}{2}$$

$$d = i \sin \frac{\chi_3}{2} \cos \frac{\chi_1}{2}$$

on obtient avec $\gamma_{++} = -\gamma_{--}$ et $\gamma_{+-} = \gamma_{-+}$ (parité non-naturelle)

$$m_{+-}^t \propto (c - d) \gamma_{++} + \sqrt{-t} (a + b) \gamma_{+-}.$$

A l'ordre $\frac{1}{s}$

$$\cos \chi_1 = - \frac{t + (m_1^2 - m_3^2)}{\sqrt{\{t - (m_1 + m_3)^2\} \{t - (m_1 - m_3)^2\}}} \quad \sin \chi_1 = \frac{2 m_1 \sqrt{-t}}{\sqrt{\{t - (m_1 + m_3)^2\} \{t - (m_1 - m_3)^2\}}}$$

$$\cos \chi_3 = \frac{t + (m_3^2 - m_1^2)}{\sqrt{\{t - (m_1 + m_3)^2\} \{t - (m_1 - m_3)^2\}}} \quad \sin \chi_3 = - \frac{2 m_3 \sqrt{-t}}{\sqrt{\{t - (m_1 + m_3)^2\} \{t - (m_1 - m_3)^2\}}}$$

Nous définissons la fonction $\sqrt{}$ dans le plan complexe coupé de $-\infty - i\epsilon$ ($\epsilon > 0$) à 0 comme ayant une partie réelle positive. Il faut tenir compte soigneusement des déterminations au pôle du K.

$$\left. \begin{array}{ll} \sin \chi_1 > 0 & \sin \chi_3 < 0 \\ \operatorname{Re}(\cos \chi_1) = 0 & \operatorname{Im}(\cos \chi_1) > 0 \\ \operatorname{Re}(\cos \chi_3) = 0 & \operatorname{Im}(\cos \chi_3) < 0 \end{array} \right\} m_3 > m_1$$

$$\Rightarrow \sqrt{1 + \epsilon \cos \chi_1} \sqrt{1 + \epsilon' \cos \chi_3} = \sqrt{(1 + \epsilon \cos \chi_1)(1 + \epsilon \cos \chi_3)}$$

$$(\epsilon = \pm 1 \quad \epsilon' = \pm 1).$$

On peut donc choisir

$$\begin{aligned}\cos \frac{\chi_1}{2} &= \sqrt{\frac{1 + \cos \chi_1}{2}} & \sin \frac{\chi_1}{2} &= \sqrt{\frac{1 - \cos \chi_1}{2}} \\ \cos \frac{\chi_3}{2} &= \sqrt{\frac{1 + \cos \chi_3}{2}} & \sin \frac{\chi_3}{2} &= -\sqrt{\frac{1 - \cos \chi_3}{2}}\end{aligned}$$

car $\sin \chi_3 < 0$.

On remarque de plus que, $a = b^*$ et qu'en conséquence $a + b =$

$$\begin{aligned}a + b &= \sqrt{(a + b)^2} \\ &= \sqrt{-\frac{1}{2}(1 + \cos \chi_3 \cos \chi_1 + \sin \chi_3 \sin \chi_1)} \\ &= \frac{m_3 - m_1}{\sqrt{t - (m_3 - m_1)^2}} + O\left(\frac{1}{s}\right) \quad (m_3 > m_1).\end{aligned}$$

De même $e = d^*$ et $0 < \text{Arg}(c) < \frac{\pi}{2}$.

Donc

$$\text{Im}(c - d) > 0 \quad \text{Re}(c - d) = 0.$$

Comme

$$\begin{aligned}(c - d)^2 &= -\frac{1}{2}(1 - \cos \chi_3 \cos \chi_1 - \sin \chi_3 \sin \chi_1) = -\frac{t}{t - (m_1 - m_3)^2} \\ (c - d) &= \frac{\sqrt{-t}}{\sqrt{t - (m_1 - m_3)^2}} + O\left(\frac{1}{s}\right)\end{aligned}$$

et finalement au pôle

$$m_+^t = 0 \Rightarrow \gamma_{++} = -(m_3 - m_1) \gamma_{+-}.$$

Les résidus γ n'ayant pas de singularité au pseudo seuil dans la voie t

$$\gamma_{++}(t) = -(m_3 - m_1) \gamma_{+-}(t) + C \alpha(t)$$

C constante arbitraire

pour tout $t < (m_1 + m_3)^2$.

Ce résultat peut être vérifié facilement en calculant les expressions

$$\bar{u}_+ (\Lambda) \gamma_5 u_+ (p)$$

et $\bar{u}_- (\Lambda) \gamma_5 u_- (p)$

intervenant dans le graphe de Feynman d'échange du K, qui correspondrait au cas $\alpha(t) = 0$ quel que soit t . On voit que γ_{++} s'annule au pôle dans le cas de masses égales (à l'ordre $\frac{1}{s}$).

3. Normalisation de γ_{+-} à $\frac{G^2 K \Lambda N}{4\pi}$

Considérons le graphe de Feynman correspondant à l'échange du K dans la réaction

$$\begin{array}{ccc} \bar{p} p & \rightarrow & \bar{\Lambda} \Lambda \\ 12 & & 34 \end{array}$$

L'amplitude (*)

$$T_{\bar{\lambda}_3 \bar{\lambda}_4 \lambda_1 \lambda_2} = - \frac{1}{4\pi^2} G^2 K \Lambda N \sqrt{\frac{M_{\bar{\Lambda}}^- M_{\bar{p}}^- M_{\Lambda} M_p}{E_{\bar{\Lambda}}^- E_{\bar{p}}^- E_{\Lambda} E_p}}$$

$$\times \frac{1}{t - m^2} \bar{u}_{\bar{\Lambda}} \gamma_5 u_{\bar{p}} \bar{u}_{\Lambda} \gamma_5 u_p$$

avec les normalisations

$$\bar{u} u = 1$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = (2\pi)^2 \frac{p_f^2}{v_i v_f} |T|^2 \quad (\text{Cas sans spin})$$

(*) Nous utilisons les conventions de Schweber "Introduction to quantum field theory".

$$s \xrightarrow{\approx} \infty \quad (2\pi)^2 \frac{s}{16} |T|^2$$

(les vitesses relatives sont $v_i = \frac{2 p_i}{E_i}$ $v_f = \frac{2 p_f}{E_f}$)

à comparer avec

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{s} |M|^2$$

$$\Rightarrow M = \frac{\pi}{2} s T$$

$$M_{--++} = \frac{G^2}{4\pi c} \frac{s}{2} \sqrt{\frac{M}{E} \frac{M_{\bar{p}}}{E_{\bar{p}}} \frac{M}{E} \frac{M_p}{E_p}} \frac{1}{t-m^2} \bar{u}_{-\bar{\Lambda}} \gamma_5 u_{+\bar{p}} \bar{u}_{-\Lambda} \gamma_5 u_{+p}.$$

Dans la représentation de Dirac

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\bar{u}_{-\bar{\Lambda}} = \frac{1}{\sqrt{2M_{\Lambda}(E+M_{\Lambda})}} \left(-(E_{\Lambda} + M_{\Lambda}) \sin \frac{\theta}{2}, (E_{\Lambda} + M_{\Lambda}) \cos \frac{\theta}{2}, -P_{\Lambda} \sin \frac{\theta}{2}, P_{\Lambda} \cos \frac{\theta}{2} \right)$$

$$u_{+\bar{p}} = \frac{1}{\sqrt{2M_p(E+M_p)}} \begin{pmatrix} E_p + M_p \\ P_p \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

$$\Rightarrow \bar{u}_{-\bar{\Lambda}} \gamma_5 u_{+\bar{p}} = \frac{-i}{\sqrt{2M_{\bar{p}}M_{\bar{\Lambda}}}} \frac{i}{\sqrt{(E_{p+} - M_p)(E_{\bar{\Lambda}} + M_{\bar{\Lambda}})}}$$

$$\{ (E_{\Lambda} + M_{\Lambda}) P_p + (E_p + M_p) P_{\Lambda} \} \sin \frac{\theta}{2}.$$

De même

$$\bar{u}_{-\Lambda} \gamma_5 u_{+P} = \frac{-i}{\sqrt{2 M_P M_\Lambda}} \frac{1}{\sqrt{(E_P + M_P)(E_\Lambda + M_\Lambda)}} \{ (E_\Lambda + M_\Lambda) P_P + (E_P + M_P) P_\Lambda \} \sin \frac{\theta}{2}.$$

Finalement en prenant l'ordre le plus élevé en s

$$M_{--++} = \frac{G_{KAN}^2}{4\pi} \left(\frac{1}{2} \frac{-t}{t - m^2} \right)$$

à comparer au pôle avec

$$\begin{aligned} M_{--++} &= \frac{\pi}{\Gamma(\alpha+1)} (\tau) \frac{1 + e^{-i\pi\alpha}}{\sin \pi\alpha} (\gamma_{+-})^2 \left(\frac{s}{s_0}\right)^\alpha \\ &= \frac{2}{\alpha} \frac{(-t)}{t - m^2} (\gamma_{+-})^2 + O(\alpha(\tau)) \end{aligned}$$

ce qui montre que

$$\boxed{\gamma_{+-} = \sqrt{\frac{\alpha'}{4} \frac{G_{KAN}^2}{4\pi\hbar c}}.}$$

Dans le cas des masses égales, on retrouve bien la formule classique.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{s} \left(\frac{G_{KAN}^2}{4\pi} \frac{1}{2} \frac{(-t)}{t - m^2} \right)^2$$

APPENDICE B.III

Cinématique des réactions d'échange d'hypercharge

1. Principe du calcul

1.1 Nombre d'amplitudes indépendantes

L'invariance de la matrice de transition sous les symétries discrètes réduit le nombre d'amplitudes indépendantes :

Dans nos conventions (*) l'action de la parité P suivie d'une rotation Y de π autour de l'axe O_y perpendiculaire au plan de production donne

$$Y P | p \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \eta_1 \eta_2 (-1)^{j_1 + j_2 - \lambda_1 - \lambda_2} | p - \lambda_1 - \lambda_2 \rangle$$

(η_1, η_2 parités intrinsèques).

Il s'en suit que

$$M_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2} = \eta_1 \eta_2 \eta_3 \eta_4 (-1)^{j_1 + j_2 - \lambda_1 - \lambda_2} (-1)^{j_3 + j_4 - \lambda_3 - \lambda_4} M_{\lambda_3 - \lambda_4, -\lambda_1 - \lambda_2}$$

(*) Notre convention pour les amplitudes d'hélicité diffère de celle de Jacob et Wick par le fait que nous ne mettons pas de facteur $(-1)^{s_2 - \lambda_2}$ pour la deuxième particule.

D'autre part lorsque nous étudierons des réactions "auto-conjuguées" de charge (par exemple $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ ou $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$), la conjugaison de charge limite encore le nombre d'amplitudes indépendantes:

Nous choisirons dans ce cas d'écrire les indices d'hélicité dans l'ordre: anti-particule puis particule. L'action de conjugaison de charge suivie d'une rotation échange simplement les hélicités des particules et

$$Y C |p \lambda_1 \lambda_2 \rangle = \epsilon_1 \epsilon_2 |p \lambda_2 \lambda_1 \rangle$$

(où nous avons fixé la phase de telle façon que $\epsilon_1 \epsilon_2$ soit le produit des conjugaisons de charge des particules 1 et 2)

Pour les réactions auto-conjuguées on a donc

$$M_{\lambda_3 \lambda_4, \lambda_1 \lambda_2} = \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3 \epsilon_4 M_{\lambda_4 \lambda_3, \lambda_2 \lambda_1}$$

Nous avons vu enfin que l'échange d'une naturalité définie $\eta\zeta$ dans la voie t impose des contraintes de la forme

$$M_{\lambda_3 \lambda_4, \lambda_1 \lambda_2} = \eta \zeta \eta_1 \eta_3 (-1)^{s_3 - s_1 + \lambda_3 - \lambda_1} M_{-\lambda_3 \lambda_4, -\lambda_1 \lambda_2}^s + O\left(\frac{1}{s}\right)$$

ces contraintes n'étant vérifiées dans le cas général qu'à l'ordre $\frac{1}{s}$.

1.2 Matrice densité

L'état initial est représenté par une matrice densité ρ_i . La matrice densité* finale est

$$\rho_f = M \rho_i M^\dagger.$$

* Dans la suite, nous utiliserons des matrices densité non-normalisées ($\text{Tr } \rho \neq 1$).

Les symétries discrètes considérées plus haut donnent dans le cas de faisceau et cible non polarisés (ρ_i multiple de l'unité) :

Parité

$$\rho_{\lambda_3' \lambda_4' \lambda_3 \lambda_4} = (-1)^{\lambda_3' + \lambda_4' - \lambda_3 - \lambda_4} \rho_{-\lambda_3' - \lambda_4' - \lambda_3 - \lambda_4}$$

Réactions auto-conjuguées

$$\rho_{\lambda_3' \lambda_4' \lambda_3 \lambda_4} = \rho_{\lambda_4' \lambda_3' \lambda_4 \lambda_3}$$

Naturalité η ζ bien déterminée

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda_3' \lambda_4' \lambda_3 \lambda_4} &= (-1)^{\lambda_3' - \lambda_3} \rho_{-\lambda_3' \lambda_4' - \lambda_3 \lambda_4} + O\left(\frac{1}{s}\right) \\ &= (-1)^{\lambda_4' - \lambda_4} \rho_{\lambda_3' - \lambda_4' \lambda_3 - \lambda_4} + O\left(\frac{1}{s}\right) \end{aligned}$$

1.3 Expression de la matrice densité en fonction des polarisations

Rappelons rapidement deux propriétés simples :

a) La valeur moyenne d'une observable A est donnée par

$$\langle A \rangle = \frac{\text{Tr}(\rho A)}{\text{Tr}(\rho)}$$

En particulier dans notre cas où nous ne traitons que des particules de spin $\frac{1}{2}$, la polarisation suivant l'axe i est:

$$P_i = \frac{1}{2} \frac{\text{Tr}(\rho \sigma_i)}{\text{Tr} \rho} \quad (\text{dans le cas d'une seule particule avec spin}).$$

Cette trace doit être évaluée dans le centre de masse de la particule. Comme les amplitudes d'hélicité sont invariantes pour une transformation de Lorentz suivant la ligne de vol de la particule, il est équivalent d'utiliser la matrice densité dans la base des états d'hélicité définis dans le centre de masse général de la réaction. Quelques soins doivent être apportés dans la définition des axes : ce sont ceux déduits des axes de référence de la particule incidente par les mêmes rotations que celles qui définissent les états d'hélicité. Notre convention d'hélicité étant

$$|p \lambda_1 \lambda_2 \rangle = U(R(p)) |p \vec{k} \lambda_1 \rangle e^{-i \vec{p} \cdot \vec{J} y} |p \vec{k} \lambda_2 \rangle$$

où $\vec{k}$ est le vecteur unitaire suivant Oz choisi le long de la particule incidente et où $U(R(p))$ amène cet axe sur la direction de la particule 1 en laissant Oy perpendiculaire au plan de production), les axes de référence de la polarisation pour les particules 1 et 2 sont ceux donnés ^{*} Fig. 39.

Dans le cas où les 2 particules ont spin $\frac{1}{2}$, on définit de même les polarisations

$$P_{3i} = \frac{1}{4} \frac{\text{Tr}(\rho \sigma_i \otimes I)}{\text{Tr} \rho}$$

$$P_{4i} = \frac{1}{4} \frac{\text{Tr}(\rho I \otimes \sigma_i)}{\text{Tr} \rho}$$

^{*} Notre convention est compatible avec la convention de Bâle. Elle diffère de celle de Badier et al. (Phys. Lett. 25B (1967) 152) et H.W. Atherton et al. (Phys. Lett. 30B (1969) 464): Dans ces articles c'est l'axe Ox qui est perpendiculaire au plan de production.

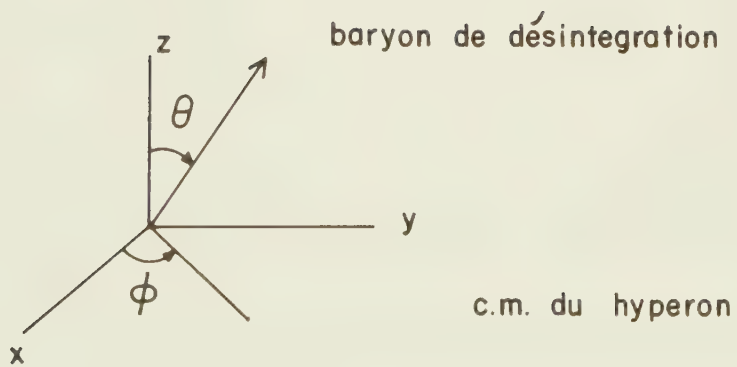
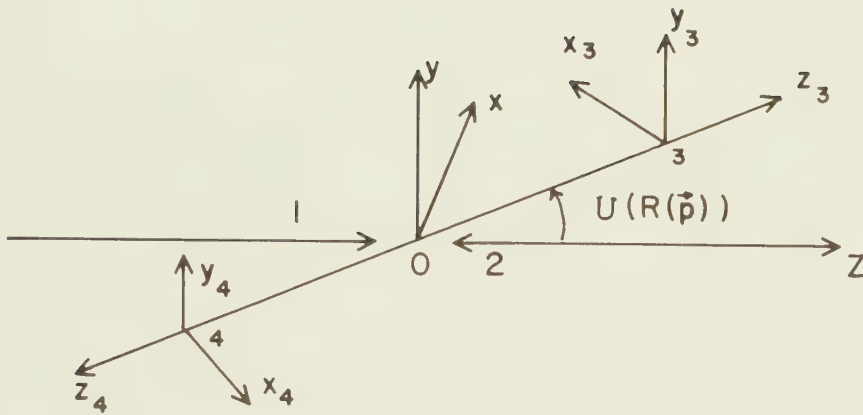


Fig. 39

(I matrice unité) et les corrélations de polarisation

$$C_{ij} = \frac{1}{4} \frac{\text{Tr} (\rho \sigma_i \otimes \sigma_j)}{\text{Tr} \rho}$$

(les axes étant définis comme sur la Fig. 2).

b) La trace permet de définir un produit scalaire.

En particulier, on peut trouver une base $\{U_i \dots\}$ de l'espace des opérateurs ρ

$$\text{Tr} (U_i U_j) = \delta_{ij}.$$

On peut alors décomposer

$$\rho = \sum_i \text{Tr}(\rho U_i) U_i.$$

En particulier dans le cas

$$0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$$

une base est constituée par la matrice unité et les matrices de Pauli et

$$(1) \quad \rho = \frac{1}{2} \text{Tr} \rho (I + \vec{P} \cdot \vec{\sigma})$$

dans le cas

$$\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$$

$$(2) \quad \rho = \frac{1}{4} \text{Tr} \rho (I + \vec{P}_3 \cdot \vec{\sigma} \otimes I + I \otimes \vec{P}_4 \cdot \vec{\sigma} + \sum_{ij} (C_{ij} \sigma_i \otimes \sigma_j)).$$

Ces deux formules sont explicitées Table VII.

1.4 Distribution angulaire de désintégration des hyperons

Considérons une particule de spin j dans l'état d'hélicité λ , se désintégrant en deux particules de spin $j_1 j_2$ et d'hélicité $\lambda_1 \lambda_2$.

TABLE VII

Expression de la matrice densité en termes de polarisation

$0 + \frac{1}{2} \rightarrow 0 + \frac{1}{2}$

$$\rho = \frac{1}{2} \times \begin{pmatrix} \lambda_3' \lambda_3 & & \\ \lambda_3' & + & - \\ & + & - \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} + & 1 + P_z & P_x - iP_y \\ - & P_x + iP_y & 1 - P_z \end{pmatrix}$$

$\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2}$

$\rho = \frac{1}{4} \times$

$\lambda_3' \lambda_4'$ $\lambda_3 \lambda_4$	++	+-	-+	--
++	$1 + P_{3z} + P_{4z} + C_{zz}$	$P_{4x} + C_{zx} - iP_{4y} - iC_{zy}$	$P_{3x} + C_{xz} - iP_{3y} - iC_{yz}$	$C_{xx} - C_{yy} - iC_{xy} - iC_{yx}$
+-	$P_{4x} + C_{zx} + iP_{4y} + iC_{zy}$	$1 - P_{4z} + P_{3z} - C_{zz}$	$C_{xx} + C_{yy} + iC_{xy} - iC_{yx}$	$P_{3x} - iP_{3y} - C_{xz} + iC_{yz}$
-+	$P_{3x} + C_{xz} + iP_{3y} + iC_{yz}$	$C_{xx} + C_{yy} - iC_{xy} + iC_{yx}$	$1 + P_{4z} - P_{3z} - C_{zz}$	$P_{4x} - iP_{4y} - C_{zx} + iC_{zy}$
--	$C_{xx} - C_{yy} + iC_{xy} + iC_{yx}$	$P_{3x} + iP_{3y} - C_{xz} - iC_{yz}$	$P_{4x} + iP_{4y} - C_{zx} - iC_{zy}$	$1 - P_{3z} - P_{4z} + C_{zz}$

Soit T la matrice de transition en l'état initial $|j\lambda\rangle$ et l'état final $|j'\lambda'\lambda_1\lambda_2\rangle$.

L'invariance par rapport aux rotations impose que T ne dépende pas de l'hélicité λ

$$\langle j'\lambda' \lambda_1\lambda_2 | T | j\lambda \rangle = \delta_{jj'} \delta_{\lambda\lambda'} T_{\lambda_1\lambda_2}.$$

La distribution angulaire est obtenue en projetant $|j\lambda\lambda_1\lambda_2\rangle$ sur les états $|\vec{p}\lambda_1\lambda_2\rangle$ correspondant à une onde plane telle que la particule 1 a pour impulsion $\vec{p}$ (dans le centre de masse de la particule qui se désintègre). D'après [Jacob, Wick]:

$$|\vec{p}\lambda_1\lambda_2\rangle = \frac{2j+1}{4\pi} |j\lambda\lambda_1\lambda_2\rangle D_{\lambda\mu}^j(R_{\vec{p}})$$

où $R_{\vec{p}}$ est la rotation qui fait passer de l'axe Oz à $\vec{p}$ et $\mu = \lambda_1 - \lambda_2$.

Finalement la distribution angulaire de la particule 1 est donnée par

$$W(\theta, \phi) = \frac{2j+1}{4\pi} \sum_{\substack{\lambda\lambda' \\ \tau \\ \lambda_1\lambda_2}} \rho_{\lambda\lambda'}^{\tau\tau} T_{\lambda_1\lambda_2} T_{\lambda_1\lambda_2}^+ D_{\lambda'\mu}^j(R_{\vec{p}}) D_{\lambda\mu}^{*j}(R_{\vec{p}})$$

où τ représente les hélicités des autres particules produites dans la réaction primaire.

Cette dernière équation peut s'écrire encore

$$W(\theta, \phi) = \sum_{\substack{\lambda\lambda' \\ \tau}} \rho_{\lambda\lambda'}^{\tau\tau} B^{\lambda\lambda'}(R_{\vec{p}})$$

où (*)

$$B^{\lambda\lambda'}(R_{\vec{p}}) = \frac{2j+1}{4\pi} \sum_{\substack{\lambda_1\lambda_2 \\ \ell}} \langle jj\lambda-\lambda' | \ell(\lambda-\lambda') \rangle (-1)^{\lambda'-\mu} \\ \times \langle \ell 0 | jj\mu-\mu \rangle |T_{\lambda_1\lambda_2}|^2 D_{\lambda-\lambda', 0}^{*\ell}(R_{\vec{p}}).$$

(*) Ceci s'obtient très facilement en développant le produit de $D_{\lambda_1\lambda_2}^j$.

Dans le cas d'un hyperon de spin $\frac{1}{2}$ se désintégrant par interaction faible, on montre facilement que

$$B^{\pm\frac{1}{2}\pm\frac{1}{2}} = \frac{1}{4\pi} (1 \pm \alpha \cos \theta)$$

$$B^{\pm\frac{1}{2}\mp\frac{1}{2}} = \frac{\alpha}{4\pi} e^{i\phi} \sin \theta \quad B^{-\frac{1}{2}+\frac{1}{2}} = \frac{\alpha}{4\pi} e^{-i\phi} \sin \theta$$

où ϕ et θ sont les angles polaires du baryon de désintégration (fig. 36)

$$\alpha = \frac{|T_{\frac{1}{2}}|^2 - |T_{-\frac{1}{2}}|^2}{|T_{\frac{1}{2}}|^2 + |T_{-\frac{1}{2}}|^2}.$$

Finalement, en tenant compte du paragraphe précédent la distribution angulaire du baryon de désintégration est

$$W(p) = \frac{1}{4\pi} (1 + \alpha \vec{p} \cdot \vec{p}) .$$

De même dans les réactions $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ et $\bar{\Sigma}\Sigma$ (nous ne considérons pas $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0$ où le Σ^0 se désintègre électromagnétiquement), la distribution angulaire des 2 baryons est donnée (avec des notations évidentes) par

$$W(\hat{p}_3, \hat{p}_4) = \frac{1}{16\pi^2} (1 + \alpha_3 \vec{p}_3 \cdot \vec{p}_3 + \alpha_4 \vec{p}_4 \cdot \vec{p}_4 + \alpha_3 \alpha_4 \sum_{ij} c_{ij} \hat{p}_{3i} \hat{p}_{4j}) .$$

Par conservation de CP dans les interactions faibles

$$\alpha_3 = -\alpha_4 = -\alpha$$

(Nous écrivons l'antiparticule en tête).

Finalement

$$W(\hat{p}_3, \hat{p}_4) = \frac{1}{16\pi^2} (1 + \alpha (\vec{p}_4 \cdot \vec{p}_4 - \vec{p}_3 \cdot \vec{p}_3) - \alpha^2 \sum_{ij} c_{ij} p_{3i} p_{4j})$$

↑ ↑
antipart. part.

Les mesures les plus récentes [Particle properties] donnent

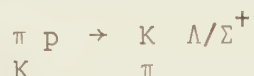
$$\alpha_{\Lambda \rightarrow p \pi^-} = .645 \pm .016$$

$$\alpha_{\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0} = -.991 \pm .019$$

$$\alpha_{\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+} = .068 \pm .016 ,$$

2. Diffusion meson-baryon

Nous considérons plus en détail dans ce paragraphe les réactions



2.1 Les amplitudes

La conservation de la parité implique

$$M_{++}^S = M_{--}^S$$

$$M_{-+}^S = -M_{+-}^S \quad (\text{Notation: } M_{\lambda_3 \lambda_1}^S)$$

$\nearrow \quad \nwarrow$
 final initial

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi}{s} (|M_{++}^S|^2 + |M_{-+}^S|^2).$$

D'autre part seul un objet de parité naturelle peut être échangé ainsi que le montre l'égalité (stricte ici, comme on peut le voir avec des arguments de parité au vertex mésonique):

$$M_{\lambda_3, 0, \lambda_1, 0}^S = \eta \zeta M_{\lambda_3, -0, \lambda_1, -0}^S$$

2.2 Polarisation, paramètres A et R

La conservation de la parité implique (dans le cas de cible non-polarisée).

$$\rho_{++} = \rho_{--}$$

$$\rho_{+-} = -\rho_{-+}$$

ce qui d'après la Table I implique que (sans polarisation initiale) seule la polarisation le long de normale au plan de production n'est pas nulle.

Grâce aux formules des paragraphes 1.2 et 1.3 on trouve que

$$P = P_y = \frac{2 \operatorname{Im} (M_{-+}^S M_{++}^{S*})}{|M_{++}^S|^2 + |M_{-+}^S|^2}.$$

En l'absence de polarisation initiale la distribution angulaire (θ, ϕ) du baryon de désintégration est

$$W(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} (1 + P \alpha \sin \phi \sin \theta).$$

Par contre, si la cible est polarisée, les 3 composantes de polarisation existent et la distribution du baryon de désintégration donnée par

$$\begin{aligned} W(\theta, \phi) = & \frac{1}{4\pi} [1 + \alpha P_{\perp} \sin \omega \sin \phi \sin \theta \\ & + P (\alpha \sin \phi \sin \theta + P_{\perp} \sin \omega) \\ & + R' (-\alpha P_{\perp} \sin \omega \cos \theta + \alpha P_z \cos \phi \sin \theta) \\ & + A' (+\alpha P_{\perp} \cos \omega \cos \phi \sin \theta + \alpha P_z \cos \theta)] \end{aligned}$$

où les composantes de la polarisation de la cible sont

$$P_{\perp} \cos \omega$$

$$P_{\perp} \sin \omega$$

$$P_z$$

dans nos axes conventionnels XYZ liés à la particule incidente (fig. 32) et $\mathbb{R}'$ et $\mathbb{A}'$ sont des paramètres du type de ceux de Wolfenstein*.

$$\mathbb{A}' = \frac{|M_{++}|^2 - |M_{-+}|^2}{|M_{++}|^2 + |M_{-+}|^2}$$

$$\mathbb{R}' = \frac{2 \operatorname{Re} (M_{-+} M_{++}^*)}{|M_{++}|^2 + |M_{-+}|^2} \quad (\text{Notation } M_{\lambda_3 \lambda_1}^S).$$

Une expérience pour mesurer ces paramètres a été proposée dans le rapport** D.Ph.II/PHYS 71-2. Ceci permet de mesurer les modules des deux amplitudes et leur phase relative.

* les paramètres de Wolfenstein sont reliés à $\mathbb{A}'$ et $\mathbb{R}'$ par

$$\begin{aligned} \mathbb{R} &= -\mathbb{A}' \cos \theta_L + \mathbb{R}' \sin \theta_L \\ \mathbb{A} &= \mathbb{A}' \sin \theta_L + \mathbb{R}' \cos \theta_L \end{aligned}$$

θ_L angle dans le laboratoire du baryon.

On peut noter que dans le cas élastique et à haute énergie $\mathbb{R}'$ et $\mathbb{A}'$ tendent à faible t vers $\mathbb{R}$ et $\mathbb{A}$ ($\theta_L \rightarrow \frac{\pi}{2}$).

** La définition des amplitudes dans ce rapport est différente de celle présentée ici. Nous y utilisons les couvertures de Jacob et Wick et considérons le baryon comme la seconde particule.

3. Diffusion baryon antibaryon : Réactions auto-conjuguées

Dans ce paragraphe nous étudions les réactions

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$$

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Sigma}^+\Sigma^+$$

3.1 Les amplitudes

Nous écrirons la matrice de transition M^S

$$M^S = \left(\begin{array}{c|cccc} & \begin{array}{c} \bar{p}p \\ \bar{\Lambda} \Lambda \quad \lambda_1 \lambda_2 \\ \lambda_3 \lambda_4 \end{array} & ++ & +- & -+ & -- \\ \hline ++ & M_1 & M_3 & M_3 & M_6 \\ +- & M_4 & M_2 & -M_5 & -M_4 \\ -+ & M_4 & -M_5 & M_2 & -M_4 \\ -- & M_6 & -M_3 & -M_3 & M_1 \end{array} \right)$$

(Notation: antiparticule en tête)

où nous avons tenu compte de la conservation :

- de la parité

$$M_{\lambda_3 \lambda_4, \lambda_1 \lambda_2} = (-1)^{\lambda_3 + \lambda_4 - (\lambda_1 + \lambda_2)} M_{-\lambda_3 - \lambda_4, -\lambda_1 - \lambda_2}$$

- de la conjugaison de charge :

$$M_{\lambda_3 \lambda_4, \lambda_1 \lambda_2} = M_{\lambda_4 \lambda_3, \lambda_2 \lambda_1}$$

(antiparticule toujours en tête)

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{4\pi}{s} \times \frac{1}{2} (|M_1|^2 + |M_2|^2 + 2|M_3|^2 + 2|M_4|^2 + |M_5|^2 + |M_6|^2),$$

3.2 Matrice densité

Dans le cas de non-polarisation des particules initiales, la conservation de la parité implique

$$\rho_{\lambda_3' \lambda_4' \lambda_3 \lambda_4} = (-1)^{\lambda_3' + \lambda_4' - \lambda_3 - \lambda_4} \rho_{-\lambda_3' - \lambda_4' - \lambda_3 - \lambda_4}$$

c'est-à-dire d'après la table I

$$P_{3z} = P_{4z} = 0$$

$$P_{3x} = P_{4x} = 0$$

$$C_{xy} = C_{yx} = 0$$

$$C_{yz} = C_{zy} = 0.$$

Dans les mêmes conditions l'invariance par conjugaison de charge entraîne

$$\rho_{\lambda_3' \lambda_4' \lambda_3 \lambda_4} = \rho_{\lambda_4' \lambda_3' \lambda_4 \lambda_3}$$

c'est-à-dire

$$C_{yz} = C_{zy}$$

$$P_{3y} = P_{4y}$$

$$C_{xz} = C_{zx}$$

CP enfin dans les mêmes conditions implique

$$\rho_{\lambda_3' \lambda_4' \lambda_3 \lambda_4} = (-1)^{\lambda_3' + \lambda_4' - \lambda_3 - \lambda_4} \rho_{-\lambda_4' - \lambda_3' - \lambda_4 - \lambda_3}$$

C'est-à-dire

$$P_{3z} = -P_{4z}$$

$$P_{3x} = -P_{4x}$$

$$C_{zy} = -C_{yz}$$

$$C_{xy} = -C_{yx}$$

$$P_{3y} = P_{4y}$$

$$C_{zx} = C_{xz}.$$

En définitive si P et C sont conservés, on a seulement 5 termes que l'on peut exprimer

$$C_{zz} = \frac{1}{2 \text{Tr } \rho} (|M_1|^2 + 2 |M_3|^2 + |M_6|^2 - |M_2|^2 - 2 |M_4|^2 - |M_5|^2)$$

$$C_{xx} = \frac{1}{\text{Tr } \rho} (|M_4|^2 - |M_3|^2 + \text{Re}(M_1^* M_6) - \text{Re}(M_5^* M_2))$$

$$C_{yy} = \frac{1}{\text{Tr } \rho} (|M_4|^2 + |M_3|^2 - \text{Re}(M_1^* M_6) - \text{Re}(M_5^* M_2))$$

$$C_{xz} = C_{zx} = \frac{1}{\text{Tr } \rho} \text{Re} [(M_1 - M_6) M_4^* + (M_2 - M_5) M_3^*]$$

$$P_{3y} = P_{4y} = \frac{1}{\text{Tr } \rho} \text{Im} [- (M_1 - M_6) M_4^* + (M_2 - M_5) M_3^*]$$

C_{xz} et P_y s'annulent vers l'avant.

3.3 Conséquence de l'échange d'une naturalité bien définie

Si un objet de parité naturelle $\eta\zeta$ bien définie est échangé

$$M_1 = \eta\zeta M_2 + O\left(\frac{1}{s}\right)$$

$$M_3 = -\eta\zeta M_4 + O\left(\frac{1}{s}\right)$$

$$M_5 = \eta\zeta M_6 + O\left(\frac{1}{s}\right).$$

Il s'ensuit que (à l'ordre $\frac{1}{s}$)

$$C_{zz} = 0$$

$$C_{xx} = 0$$

$$C_{zx} = 0.$$

Considérons maintenant l'échange des deux naturalités dont nous noterons les amplitudes respectivement

$$M_1^+ = M_2^+$$

$$M_1^- = M_2^-$$

$$M_3^+ = -M_4^+$$

$$M_3^- = M_4^-$$

$$M_5^+ = +M_6^+$$

$$M_5^- = -M_6^-$$

$$C_{zz} = \frac{2}{\text{Tr } \rho} \text{Re} (M_1^+ M_1^{-*} + 2 M_3^+ M_3^{-*} + M_6^+ M_6^{-*})$$

$$C_{xx} = \frac{2}{\text{Tr } \rho} \text{Re} (-M_3^+ M_3^{-*} + M_1^+ M_6^{-*} + M_6^+ M_1^{-*})$$

$$C_{yy} = \frac{2}{\text{Tr } \rho} [|M_3^+|^2 + |M_3^-|^2 - \text{Re} (M_1^+ M_6^{+*}) - \text{Re} (M_1^- M_6^{-*})]$$

$$C_{zy} = \frac{2}{\text{Tr } \rho} \text{Re} [M_1^+ M_3^{-*} - M_1^- M_3^{+*} - M_6^+ M_3^{-*} + M_3^+ M_6^-]$$

$$P_y = \frac{2}{\text{Tr } \rho} \text{Im} [(M_1^+ - M_6^+) M_3^{+*} - (M_1^- - M_6^-) M_3^{-*}].$$

3.4 Contraintes sur la distribution de désintégration des hyperons

Dans ce paragraphe nous rappelons les contraintes théoriques sur la distribution de désintégration des hyperons. Ces contraintes peuvent être utilisées pour tester l'absence de biais expérimentaux, On doit cependant garder en mémoire que le nombre d'équations à tester est grand (~ 30) et que l'on s'attend à plusieurs déviations importantes (~ 2 à plus de 2 écarts).

3.4.1 Les hyperons sont de spin $\frac{1}{2}$

Ceci impose que la distribution de désintégration ne contient que des termes constants et des harmoniques sphériques d'ordre 1.

Donc la moyenne expérimentale

$$\langle Y_m^{\ell}(\theta, \phi) \rangle = 0 \quad \text{pour tout } \ell > 1.$$

De plus du fait même de leur définition les polarisations et corrélations de polarisation doivent être de module inférieur à 1.

$$|P| < 1$$

$$|C_{ij}| < 1$$

Ceci n'est pas automatiquement vérifié avec les méthodes d'estimation employées [Drijard et al. 71] :

i) Avec la méthode des moments les estimations sont de la forme

$$\hat{P} \sim \frac{3}{\alpha} \langle \cos \theta \rangle$$

$$\hat{C}_{ij} \sim \frac{9}{\alpha^2} \langle \cos \theta_j \rangle$$

clairement bornées par $\frac{3}{\alpha}$ et $\frac{9}{\alpha^2}$ et les fluctuations à faible échantillon peuvent donner des P et C en dehors du domaine physique.

ii) Avec la méthode de maximum de vraisemblance ces limites sont plus compliquées.

3.4.2 Utilisation des symmétries discrètes

Si l'on suppose que P et C sont conservés - ce qui est très vraisemblable, et le faisceau initial non polarisé, on peut alors tester les 10 égalités données au paragraphe 3.2.

L'invariance par conjugaison de charge est un test particulièrement puissant puisqu'il demande l'égalité de quantités expérimentalement déduites de l'analyse de deux objets expérimentalement très différents : un antihypéron très rapide dans le laboratoire et un hyperon de 350 MeV en moyenne.

3.4.3 Conditions de positivité

La matrice densité doit être définie positive. Si l'on suppose la conservation de P et C et le faisceau initial non polarisé la matrice densité s'exprime

$$\rho = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} ++ & +- & -+ & -- \\ ++ & 1+C_{zz} & C_{zx}-iP_y & C_{zx}-iP_y & C_{xx}-C_{yy} \\ +- & C_{zx}+iP_y & 1-C_{zz} & C_{xx}+C_{yy} & -C_{zx}-iP_y \\ -+ & C_{zx}+iP_y & C_{xx}+C_{yy} & 1-C_{zz} & -C_{zx}-iP_y \\ -- & C_{xx}-C_{yy} & -C_{zx}+iP_y & -C_{zx}+iP_y & 1+C_{zz} \end{pmatrix}.$$

On en calcule facilement l'équation séculaire

$$(1 + C_{xx} - C_{zz} + C_{yy} - r) (1 - C_{zz} - C_{yy} - C_{xx} - r) \times [r^2 - (2 + 2 C_{yy})r + (1 + C_{yy})^2 - (C_{zz} - C_{xx})^2 - 4(P_y^2 + C_{zx}^2)] = 0.$$

La condition nécessaire et suffisante de positivité est

$$1 + C_{zz} - C_{yy} + C_{xx} > 0$$

$$1 - C_{zz} - C_{yy} - C_{xx} > 0$$

$$C_{yy} > -1 \quad (\text{ce qui est automatique})$$

et

$$(1 + C_{yy})^2 - (C_{zz} - C_{xx})^2 - 4(P_y^2 + C_{zx}^2) > 0$$

qui entraîne a fortiori

$$1 + C_{zz} + C_{yy} - C_{xx} > 0$$

$$1 - C_{zz} + C_{yy} + C_{xx} > 0$$

(puisque $C_{yy} > -1$).

3.5 La base singlet triplet

Une façon élégante de voir ces contraintes est de passer dans la base des états singlet et triplets comme l'ont proposé Messiah et Cohen-Tannoudji [Messiah et al. 64].

On prend les états propres de YP et YC

$$\begin{aligned}
 \text{Etat singlet} \quad |0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|++\rangle + |--\rangle) \quad (Y_P = -1 \quad Y_C = +1) \\
 \text{Etats triplets} \quad \left\{ \begin{aligned} |1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+-\rangle - |-+\rangle) \quad (Y_P = -1 \quad Y_C = -1) \\ |2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|+-\rangle + |-+\rangle) \quad (Y_P = +1 \quad Y_C = +1) \\ |3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|++\rangle - |--\rangle) \quad (Y_P = +1 \quad Y_C = +1) \end{aligned} \right.
 \end{aligned}$$

Si C et P sont des symmétries de la matrice de transition T et si le faisceau et la cible ne sont pas polarisés, on a alors les résultats de la table VIII, où les conditions du paragraphe précédent sont évidentes.

TABLE VIII

Base Singlet - Triplet

Matrice de transition

$$T = \begin{array}{c|cccc} \bar{Y}Y/\bar{P}P & |0\rangle & |1\rangle & |2\rangle & |3\rangle \\ \hline |0\rangle & \phi_0 & 0 & 0 & 0 \\ |1\rangle & 0 & \phi_1 & 0 & 0 \\ |2\rangle & 0 & 0 & \phi_2 & \psi' \\ |3\rangle & 0 & 0 & \psi'' & \phi_3 \end{array}$$

invariance P, C

Matrice densite finale

$$\rho_f = 1/4 \begin{pmatrix} 1+C_{zz} & +C_{xx} & -C_{yy} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1-C_{zz} & -C_{xx} & -C_{yy} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1-C_{zz} & +C_{xx} & +C_{yy} & 2C_z & -2iP_y \\ 0 & 0 & 0 & 2C_{zx} & +2iP_y & 1+C_{zz} & -C_{xx} & +C_{yy} \end{pmatrix}$$

invariance P, C - pas de polarisation initiale

Matrice densite initiale (Polarisation du faisceau)

$$\rho_i = 1/4 \begin{pmatrix} 1 & -iP_y & P_x & P_z \\ iP_y & 1 & P_z & -P_x \\ P_x & P_z & 1 & -iP_y \\ P_z & -P_x & iP_y & 1 \end{pmatrix}$$

$$3.6 \quad \text{Le problème} : \quad 1 + C_{zz} + C_{xx} - C_{yy} < 0$$

Les données expérimentales actuelles sont compatibles avec les contraintes exposées ci-dessus à part

$$1 + C_{zz} + C_{yy} - C_{xx}$$

qui est négatif à près de 3 écarts standard (chap. II, par. 2.1.2 B iii)).

Nous passons en revue dans ce paragraphe les raisons qui peuvent conduire à un tel fait :

i) Problèmes statistiques : ils peuvent être de plusieurs ordres :

D'une part, si l'on en croit nos données, la proportion d'état singlet dans notre réaction est quasiment nulle et les fluctuations donnant des résultats dans la région non-physique fréquentes : cependant, 3 fluctuations respectivement à 2.8σ , 1.1σ et 2.3σ sont rares.

D'autre part, on peut incriminer les méthodes d'estimation : nous avons vérifié que les paramètres estimés étaient fort peu corrélés ($|\rho| \leq .1$). Les effets d'un échantillon petit ("skewness" et "kurtosis") ont été estimés suivant les méthodes exposées dans (Drijard-Eadie-James-Roos -Sadoulet) : ils sont négligeables. Par exemple, les termes de correction par lesquels multiplier un rapport de vraisemblance pour tenir compte du faible nombre d'événements sont de l'ordre de

$$1 - \frac{4}{5N} \quad \text{lorsque l'on teste une polarisation}$$

$$1 - \frac{56}{25N} \quad \text{lorsque l'on teste une corrélation}$$

avec $N \geq 138$ dans les échantillons considérés, cet effet est de l'ordre de 1 % (et va dans le mauvais sens !).

ii) Biais expérimentaux : nous en avons cherché mais il est difficile d'imaginer comment, par exemple lorsque l'antilambda envoie son antiproton vers le haut, le lambda envoie de préférence son proton vers le bas du fait d'un biais expérimental existant à 2.5 et à 5.7 GeV/c.

Nos recherches avec les statistiques que nous avons à notre disposition à 2.5 et 5.7 GeV/c ont été infructueuses.

iii) Résolution expérimentale: par contre, un effet qui corrèle aisément les distributions de l'hypéron et de l'antihypéron, est la résolution expérimentale. Il n'est pas impossible que dans certains cas l'erreur sur les angles soit suffisamment grande pour simuler un trou au bord de la région physique. Les corrélations peuvent être engendrées par l'ajustement cinématique.

Il nous est difficile d'établir ceci avec certitude dans la mesure où nous n'avons pas aisément à notre disposition les matrices de variance-covariance après l'ajustement. La figure 40 montre les deux diagrammes $\cos \theta_{yi} / \cos \theta_{yj}$ correspondant aux deux corrélations qui excèdent leur limite ($\cos \theta_{yi}$ est l'angle du π de désintégration - supposé mieux déterminé expérimentalement - avec l'axe i dans le centre de masse de l'hypéron). Les trous existant dans les angles ont pour effet d'augmenter artificiellement(?) en valeur absolue C_{xx} et C_{zz} . Nous pensons néanmoins que ces effets s'ils existent, doivent être très importants pour rendre les données compatibles avec de faibles valeurs absolues de C_{xx} et C_{zz} ($\Delta \cos \theta \gtrsim .5$!).

iv) Polarisation du faisceau: il est possible que le faisceau soit polarisé. Cependant, cela n'explique pas l'effet.

Pour voir cela, reprenons la base singlet-triplets. La matrice densité initiale est donnée table II. Il est facile de voir avec l'expression de la matrice de transition que

$$\rho_{00} = 1 + C_{zz} + C_{xx} - C_{yy} = |\phi|^2 > 0$$

v) Non-conservation de CP

Il se peut enfin que CP ne soit pas conservé
- soit au niveau de la désintégration faible

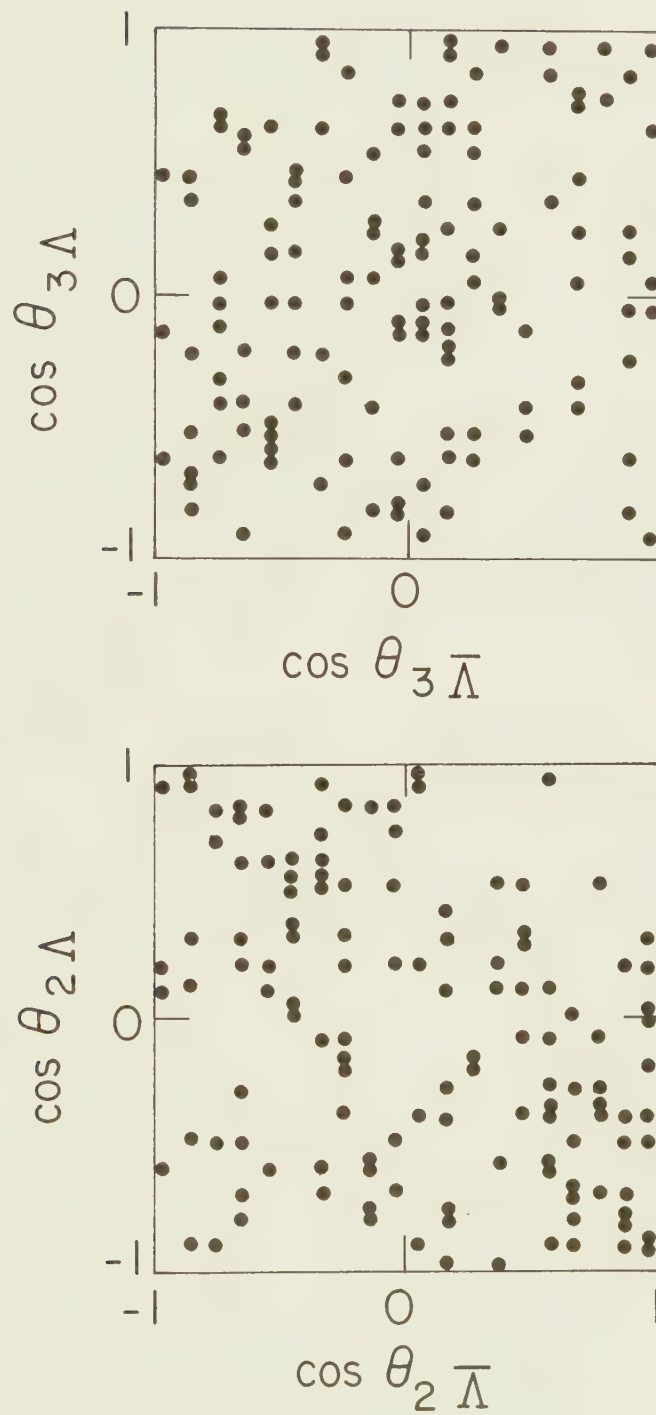


Fig. 40

alors $\alpha_{\bar{\Lambda}} \neq -\alpha_{\Lambda}$

Il faudrait alors un $\alpha_{\bar{\Lambda}}$ très proche de 1 et l'effet ne serait plus que d'un écart à peu près.

- soit au niveau de la production [Messiah et al. 64].

Ceci permet de rendre négatif le terme étudié de la façon suivante. C'est la conservation de CP qui annule les termes ρ_{oi} ($i = 1,2,3$). CP permet d'avoir des termes non-diagonaux qui permettent de rendre négatif le terme sur la diagonale tout en gardant la matrice définie positive.

Cependant, aussi intéressante que puisse être la possibilité de ces effets, nous ne pensons pas qu'il soit la peine d'élaborer sur ces thèmes avant d'avoir prouvé que l'effet observé n'est pas dû à la résolution expérimentale. Nous pensons étudier cette question avec l'expérience $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ à 3.6 GeV/c.

4. Antibaryon baryon : réactions non-autoconjuguées

Nous étudions dans ce paragraphe la réaction

$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Sigma^0 + \text{conjugué de charge.}$$

Les amplitudes sont maintenant au nombre de 8.

	$\bar{\Lambda}\Lambda$ $\lambda_3 \lambda_4$	$\bar{p}p$ $\lambda_1 \lambda_2$			
		++	+-	-+	--
$M^S =$	++	M_1	M_3	M_7	M_6
	+-	M_4	M_2	$-M_5$	$-M_8$
	-+	M_8	$-M_5$	M_2	$-M_4$
	--	M_6	$-M_7$	$-M_3$	M_1

L'échange d'une naturalité bien déterminée impose

$$M_1 = \eta \zeta M_2 + O\left(\frac{1}{s}\right)$$

$$M_3 = -\eta \zeta M_4 + O\left(\frac{1}{s}\right)$$

$$M_7 = -\eta \zeta M_8 + O\left(\frac{1}{s}\right)$$

$$M_5 = \eta \zeta M_6 + O\left(\frac{1}{s}\right)$$

La section efficace totale est donnée par

$$\boxed{\frac{d}{dt} = \frac{4\pi}{s} \frac{1}{2} \sum_{i=1}^8 |M_2|^2}$$

APPENDICE B.IV

Valeur numérique des résidus des pôles de Regge

1. Pôle de Regge K^* , K^{**}

Nous utiliserons la forme des amplitudes donnée dans l'appendice B.I par. 5. Nous garderons les résidus $\gamma_{\lambda_i \lambda_j}$ constants et considérerons s_0 comme une caractéristique de la trajectoire étudiée.

1.1 Détermination de la trajectoire

Nous prendrons la trajectoire linéaire : du fait de la dégénérescence d'échange elle doit passer par les résonances.

On a alors facilement

$$\alpha(0) = \frac{1 - 2 \frac{m_{K^*}^2}{2}}{1 - \frac{m_{K^*}^2}{2}} = .33 \pm .01$$

$$\alpha'(0) = \frac{1}{\frac{m_{K^{**}}^2}{2} - \frac{m_{K^*}^2}{2}} = .83 \pm .01$$

$$\text{avec } \frac{m_{K^{**}}^2}{2} = 2.$$

$$\frac{m_{K^*}^2}{2} = .8 \quad .$$

1.2 Détermination du résidu au vertex mésonique et de s_0

Considérons la réaction $\pi^+ K^+ \rightarrow K^+ \pi^+$

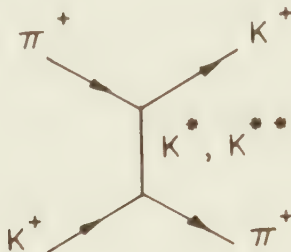


Fig. 41

Notons $\gamma(t)$ le résidu $\pi^+ K^- \rightarrow K^*$, comme défini dans l'appendice B.I. La réaction considérée n'a pas de résonance dans la voie s : il en résulte que l'amplitude de Regge est

$$-2 \gamma^2 \Gamma(1-\alpha) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha(t)}.$$

Le signe - vient du fait que les coefficients de Clebsch Gordan au vertex du haut et du bas sont opposés.

Identifions cette amplitude avec l'amplitude de Breit-Wigner aux pôles (dans la voie t) du K^* et K^{**} :

$$\frac{\sqrt{t}}{k_t} (2\ell + 1) \frac{m \Gamma_t e}{(m^2 - t) - i m \Gamma_t} P_\ell(\cos \theta_t)$$

Pour ce faire, nous négligerons la largeur totale Γ_t et garderons de P_ℓ seulement le terme asymptotique en s

$$P_1(\cos \theta_t) \sim - \frac{s}{2k_t^2}$$

$$P_2(\cos \theta_t) \sim \frac{3}{2} \left(- \frac{s}{2k_t^2} \right)^2$$

Le signe - vient du fait que nous étudions un scattering vers l'arrière.

* Nous avons omis les facteurs de seuil égaux à 1 au pôle

Il s'ensuit que à $\alpha = 1$

$$-2 \gamma^2 \frac{1}{\alpha' \frac{1-\alpha(o)}{\alpha'} - t} \frac{s}{s_o} = - \frac{\sqrt{t}}{k_t} \times \frac{3m \Gamma}{(m^2-t)} \frac{s}{2k_t^2}$$

$$\text{ou} \quad \frac{2\gamma^2}{s_o} = \frac{3 m_K^{2*} \alpha' \Gamma_{eK^*}}{2k_K^{3*}}$$

et à $\alpha = 2$

$$2\gamma^2 \frac{1}{\alpha' \frac{2-\alpha(o)}{\alpha'} - t} \left(\frac{s}{s_o} \right)^2 = \frac{\sqrt{t}}{k_t} \frac{5m \Gamma}{m^2-t} \quad \frac{3}{2} \left(\frac{s}{2k_t^2} \right)^2$$

$$\text{ou} \quad \frac{2\gamma^2}{s_o^2} = \frac{15 m_K^{2**} \alpha' \Gamma_{eK^{**}}}{8 k_K^{5**}}$$

d'où

$$\left[\begin{array}{l} s_o = \frac{4}{5} \frac{m_K^{2*}}{m_K^{2**}} \frac{k_K^{5**}}{k_K^{3*}} \frac{\Gamma_{K^*}}{\Gamma_{K^{**}}} \\ \gamma = \frac{3}{4} s_o \frac{m_K^{2*} \alpha' \Gamma_{K^*}}{k_K^{3*}} \end{array} \right]$$

où les largeurs sont les largeurs élastiques dans le canal considéré.

En particulier, elles contiennent un facteur $\frac{2}{3}$ venant de Clebsch Gordan.

Avec les paramètres [Particule propriétés 70]

$$m_{K^*} = .832 \text{ GeV} \quad \Gamma_e = \frac{2}{3} \Gamma_t = 29 \text{ MeV} \quad k_{K^*} = .288$$

$$m_{K^{**}} = 1.413 \text{ GeV} \quad \Gamma_t = 97 \text{ MeV} \quad k_{K^{**}} = .609$$

$$\frac{K^{**} \rightarrow K\pi}{K^{**} \rightarrow \text{total}} = .5 \Rightarrow \Gamma_e = .7 \times 97 \times \frac{2}{3} = 45 \text{ MeV.}$$

$$\left[\begin{array}{l} s_o = .86 \pm .1 \text{ GeV}^2 \\ \gamma = .77 \pm .1 \end{array} \right].$$

1.3 Détermination du résidu au vertex baryonique

i) Pour fixer ces résidus des K^* et K^{**} au vertex baryonique, nous nous appuierons sur

- la dégénérescence d'échange et la factorisation
- les déterminations des résidus à $t = 0$ faites dans les ajustements des pôles de Regge aux réactions $\pi N \rightarrow \pi N$ et $KN \rightarrow KN$
- une hypothèse de cassure de la symétrie SU3 assez forte : nous supposons que SU3 est cassé au niveau des masses mais non au niveau des résidus. Ainsi, si l'amplitude de Regge est

$$\gamma_{\{\lambda\}} \Gamma(1-\alpha) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha \quad (\text{soit } s \text{ exotique})$$

nous supposons que les $\gamma_{\{\lambda\}}$ sont donnés* exactement par SU3.

A l'aide de l'appendice A.III, on construit facilement la table IX.

ii) Détermination du résidu de non-retournement d'hélicité

Michael [Michael 70] a revu récemment la situation et montré que le résidu effectif des pôles de Regge vers l'avant était relativement bien déterminé et en accord avec les hypothèses de la dégénérescence d'échange.

Considérons, par exemple, l'ajustement de Berger et Fox [Berger-Fox 69] (qui a l'avantage d'imposer l'égalité des trajectoires dégénérées). Leur étude des sections efficaces totales conduit pour la quantité

$$\gamma_{\gamma_{++}} (F+D) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha$$

* Notez que nous avons gardé de façon explicite le facteur $\Gamma(1-\alpha)$. L'inclure dans $\gamma_{\{\lambda\}}$ conduit à une différence de 25 % environ.

TABLE X

Valeur de $\gamma_{++} (F + D) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha$ (d'après [Berger-Fox 69])
pour $s = 1 \text{ GeV}^2$

Reactions Intercept	$\rho(K^- K^+)(\bar{p}p)$	$\rho(\pi^- \pi^+)(\bar{p}p)$	$A_2(K^- K^+)(\bar{p}p)$
$\alpha_\rho = \alpha_{A_2} = .4$	(.49)	(.41)	(.35)
$\alpha_\rho = \alpha_{A_2} = .5$	(.30)	(.25)	(.21)
$\alpha_\rho = \alpha_{A_2} = .6$	(.18)	(.16)	(.14)

La relation avec le nombre σ_i donné par Berger et Fox est la suivante :

$$\gamma_{++} (F + D) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha = \frac{\sigma_i}{8\pi} \quad \text{pour } \rho(\pi^- \pi^+)(\bar{p}p)$$

$$+ \frac{1}{2} \gamma_{++} (F + D) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha = \frac{\sigma_i}{8\pi} \quad \text{pour } \rho/A_2(K^- K^+)(\bar{p}p)$$

TABLE IX

Résidus $\gamma_{\lambda_3 \lambda_4 \lambda_1 \lambda_2}$

$$\rho (\pi^- \pi^+) (\bar{p}p) = - \gamma \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} (F + D)$$

$$\rho (\pi^- \pi^0) (\bar{p}n) = - \sqrt{2} \gamma \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} (F + D)$$

$$\rho (K^- K^+) (\bar{p}p) = - \frac{1}{2} \gamma \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} (F + D)$$

$$\rho (K^- K^0) (\bar{p}n) = - \gamma \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} (F + D)$$

$$K^{*} (\pi^+ K^-) (\bar{p}\Sigma^+) = \gamma \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} (F - D)$$

$$K^{*} (\pi^- K^0) (\bar{p}\Lambda^+) = - \frac{1}{\sqrt{6}} \gamma \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} (3F + D)$$

$$K^{*} (\bar{p}\Lambda) (\bar{p}\Lambda) = \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} \gamma_{\lambda_4 \lambda_2} \left[\frac{1}{\sqrt{6}} (3F + D) \right]^2$$

$$K^{*} (\bar{p}\Sigma) (\bar{p}\Lambda) = \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} \gamma_{\lambda_4 \lambda_2} \frac{1}{\sqrt{2}} (F - D) \frac{1}{\sqrt{6}} (3F + D)$$

$$K^{*} (\bar{p}\Sigma^+) (\bar{p}\Sigma^+) = \gamma_{\lambda_3 \lambda_1} \gamma_{\lambda_4 \lambda_2} [F - D]^2$$

aux valeurs données table X. Ces valeurs sont les extrapolations de leur ajustement à $s = 1 \text{ GeV}^2$. Le meilleur χ^2 est obtenu pour la solution

$$\alpha_{\rho} = \alpha_{A_2} = .5$$

Pour la quantité plus haut on peut donner comme valeur moyenne

$$.25 \pm .05$$

où l'erreur ne doit pas être interprétée de façon statistique mais plutôt donner une idée de la dispersion suivant les hypothèses. Une telle valeur donne assez bien les points vers l'avant de l'échange de charge $K^-p \rightarrow K^0n$. Le passage de $s = 1 \text{ GeV}^2$ à $s = s_0 = .86 \text{ GeV}^2$ introduit une correction négligeable. Par contre, la quantité déterminée plus haut doit avant tout être considérée comme une quantité effective. L'ordre de grandeur des coupures vers l'avant est de quelque 30 % en interférence destructive avec l'amplitude de Regge.

Finalement, nous proposerons de prendre comme premier choix

$$\gamma \gamma_{++} (F + D) = .325 \pm .05$$

iii) Détermination du rapport entre le non-retournement et le retournement d'hélicité.

Le rapport effectif $\frac{\nu B}{A'}$ varie selon les auteurs [Michael 70] entre 7 et 12 pour le ρ et 7 et 9 pour le $A_2^{(*)}$ (Table XI). Nous prendrons

$$\frac{\nu B}{A'} \text{ effectif} \approx 10 \pm 1.5$$

(*) Les valeurs les plus basses sont obtenues pour des modèles avec coupures.

TABLE XI

$\left(\frac{\nu B}{A'} \right)_{\text{effectif}}$ d'après [Michael 70]

Trajectoire	$\nu B/A'$ à $t = 0$	Remarque
P	~ 1 0.6 0.8	πN FESR $P + f_0 + \pi N$ FESR $P + F_0 + P'' + \pi N$ FESR
ρ	11 11.6 7-8	Ajustement du ρ classique $\rho + \rho' + \pi N$ FESR $\rho + \text{coupures} + \pi N$ FESR
A_2	± 9 7-9	Pôles de Regge $\pi^- p \rightarrow \eta^0 n$ Pôles de Regge + KN FESR
P'	~ 1 1.1 0.6	πN FESR $P + f_0 + \pi N$ FESR $P + f_0 + P'' + \pi N$ FESR
ω	1-3 0.4	KN FESR Pôles de Regge + KN FESR

FESR = Règle de somme d'énergie finie.

ce qui, compte tenu des relations données en appendice I, correspond à un rapport

$$\frac{M_{++}}{\left(\frac{M_{+-}}{\sqrt{-t}}\right)} \sim -\frac{2MA'}{A} \sim -\frac{2M}{1 - \frac{vB}{A'}}$$

$$\Rightarrow \frac{M_{++}}{\left(\frac{M_{+-}}{\sqrt{-t}}\right)}_{\text{effectif}} \approx .21 \pm .04$$

Si maintenant nous considérons que l'effet des coupures est plus sensible pour le non-retournement d'hélicité (typiquement 30%) que pour le retournement d'hélicité (de l'ordre de 10%) nous arrivons à

$$\frac{\gamma_{++} (F_{++} + D_{++})}{\gamma_{+-} (F_{+-} + D_{+-})} = .275 \pm .05$$

iv) Rapports F/D

Ici encore nous suivrons Michael et prendrons des rapports F/D différents pour les deux amplitudes.

D/F pour l'amplitude A' semble petit et négatif de l'ordre de

$$\frac{D_{++}}{F_{++}} = -.2 \pm .1$$

La situation est moins claire pour $\frac{D_{+-}}{F_{+-}}$, qui dépend des résidus de retournement d'hélicité du P' et du ω_{+-} qui ne peut être déterminé que par l'intermédiaire des règles de somme d'énergie finie.

$$\left(\frac{vB}{A'}\right)_{\text{effectif P'}} = .6 - 1.$$

$$\left(\frac{vB}{A'}\right)_{\text{effectif } \omega} = .4 - 3.$$

$\frac{vB}{A'} = 1$ correspond à $F_{+-} = 0$ (conservation d'hélicité) et à

$$\frac{D_{+-}}{F_{+-}} = 3.$$

$\frac{vB}{A'} = .5$ correspond à $\left(\frac{M_{++}}{M_{+-}} \right)_{\sqrt{-t} P'} = 3.5$

et à

$$\frac{D_{+-}}{F_{+-}} = \frac{\left\{ \begin{array}{c} \left(\frac{M_{++}}{M_{+-}} \right)_{\sqrt{-t} P'} \\ \left(\frac{M_{++}}{M_{+-}} \right)_{\sqrt{-t} P'} \end{array} \right\} \rho \left\{ \begin{array}{c} -3 + \frac{D_{++}}{F_{++}} \\ 1 + \frac{D_{++}}{F_{++}} \end{array} \right\} + 3}{\left\{ \right\} + 1} = 4.5$$

Nous prendrons

$$\boxed{\frac{D_{+-}}{F_{+-}} = 3.5 \pm 1.}$$

Ces rapports $\frac{D}{F}$ sont des rapports effectifs et ne sont valables pour les pôles de Regge seulement dans le cas que l'on suppose.

2. Pôle de Regge K

A défaut d'information plus précise, nous prendrons $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ et supposerons les résidus constants. La trajectoire que nous avons choisie est :

$$\alpha(t) = -.25 + t.$$

Nous avons, dans l'appendice BII, relié le résidu de retournement

d'hélicité γ_{+-}^K à la constante de couplage

$$\gamma_{+-}^K = \frac{\alpha'}{4} \frac{G_{KAN}^2}{4\pi}$$

Malheureusement, la constante de couplage G_{KAN}^2 n'est pas très bien connue, essentiellement à cause de la présence sous le seuil KN de résonances dans le canal $\Lambda\pi$ ou $\Sigma\pi$, et les résultats dépendent essentiellement de la paramétrisation choisie. Nous avons emprunté la table XII à une revue récente [Ebel et al. 70] : on voit que les valeurs tendent à se concentrer dans deux régions

$$\frac{G_{KAN}^2}{4\pi} \approx 13 \pm 1 \quad \frac{G_{K\Lambda N}^2}{4\pi} \approx .5 \pm .5$$

et

$$\frac{G_{KAN}^2}{4\pi} \approx 4. \pm 2 \quad \frac{G_{K\Sigma N}^2}{4\pi} \approx 1. \pm 1 .$$

Ces deux couples correspondent à

$$\gamma_{+-}^{K\Lambda\bar{N}} = 1.8 \quad \gamma_{+-}^{K\Sigma^0 N} = .35$$

et

$$\gamma_{+-}^{K\Lambda\bar{N}} = 1. \quad \gamma_{+-}^{K\Sigma^0 N} = .5$$

γ_{++} est relié à γ_{+-} par

$$\gamma_{++} = - (m_3 - m_1) \gamma_{+-} \quad (\text{Appendice BII}).$$

TABLE XII

Constantes de couplage $\frac{G_{NYK}^2}{4\pi}$ d'après Ebel et al. 70]

(pAK)	(pEK)	Reference	$\bar{K}N$ parameterization
4.9±0.9	≤ 3.0	Carter, Phys. Rev. Letters 18 (1967) 801	CSL
5.0±1.7	≤ 3.0	Davis et al., Nucl. Phys. B3 (1967) 616	CSL
4.0±0.9 13.5±2.1	≤ 2.4 0.2±0.4	Kim, Phys. Rev. Letters 19 (1967) 1079	CSL KM
~4.1		A.D. Martin et Poole, Phys. Letters 25B (1967) 343	CSL
6.2±1.0		Rood, Nuovo Cimento 50A (1967) 493	KM
3.9±0.6 11.9±2.7	≤ 1.3 0.4±0.6	Queen et al., Nucl. Phys. B (1969)	CSL KM
5.9±1.3	≤ 1.3	Granovskii et Starikov Sov. J. Nucl. Phys. 6 (1968) 444	CSL
13±3	0±1	Chan and Meiere Phys. Rev. Letters 20 (1968) 568	KM
5.0±1.9	≤ 2	B.R. Martin et Sakitt, Lund Conf. (1969)	KM
~ 3		Banaigs et al. Nucl. Phys. B9 (1969) 640	$K^+ p$ * vers l'arrière
4.0±2.4	0.9±1.5	A.D. Martin et Ross, Durham preprint (July, 1969)	KM
3.9±0.8 4.2±0.9	≤ 2.5 ≤ 0.4	Lusignoli et al., Phys. Letters 21 (1966) 229	CSL *** CSL ****

* Extrapolation du résidu du pôle de Regge.

** Avec des données de Kim, Phys. Rev. Letters 14 (1965) 29.

*** Avec des données de Sakitt et al., Phys. Rev. 139 (1965) B719.

CSL (= Constant scattering length method) = longueur de diffusion constante.

KM (= K matrix method) = méthode de la matrice K.

$G_{MAK} = G(\bar{p}\Lambda \rightarrow K^-)$.

$G_{NEK} = G(\bar{p}\Sigma^0 \rightarrow K^-) = \frac{1}{\sqrt{2}} G(\bar{p}\Sigma^+ \rightarrow K^0)$.

CONCLUSION

Au terme de cette étude, nous arrivons pour les réactions d'échange à une image phénoménologique relativement simple:

- Lorsque la réaction est dominée par l'amplitude de retournement d'hélicité, l'influence de l'absorption aux faibles paramètres d'impact est négligeable et les structures éventuelles de la section efficace différentielle ne sont que la conséquence de la signature des échanges. Tel est le cas des réactions d'échange de charge.

- Lorsque par contre, l'amplitude de non-retournement d'hélicité domine, l'absorption à petite distance est brutale et produit dans la section efficace différentielle des cassures telles que celles observées dans les réactions d'échange d'hypercharge.

Le problème théorique est de générer de tels effets. A l'heure actuelle, nous devons nous contenter d'un schéma dualiste: les mécanismes d'échange sont des effets de la voie t, alors que l'absorption est probablement la conséquence de l'unitarité dans la voie s. Il en résulte une certaine complexité dans la description des phénomènes.

Il nous semble cependant que nous avons déjà quelques éléments de la solution du problème. En particulier, nous espérons avoir montré que le modèle de pôles de Regge dégénérés d'échange et possédant la symétrie SU3, est un premier ordre acceptable. Il faut lui ajouter des corrections d'absorption encore mal comprises, mais dont nous commençons à deviner les caractéristiques. Enfin, les doubles échanges doivent être incorporés.

Une telle étude a de nombreuses implications expérimentales. Si nous voulons effectivement comprendre ces processus élémentaires que sont les mécanismes d'échange, il nous faut définir un programme cohérent de mesure des réactions d'échange de charge et d'hypercharge.

Ces dernières réactions, en particulier, sont mal connues, mais sont primordiales puisqu'elles mettent en évidence ce qui se passe dans les amplitudes de non-retournement d'hélicité. De plus, elles permettent la mesure individuelle des amplitudes d'hélicité par diffusion sur une cible polarisée et analyse simultanée de la polarisation de l'hypéron. Cette mesure que nous avons proposée (Rapport CERN/D.Ph.II/PHYS 71-2) nous semble nécessaire. Enfin, on ne saurait surestimer l'importance d'une bonne mesure de quelques réactions d'échange exotique.

Remerciements

Je voudrais remercier en premier lieu Monsieur le Professeur Louis Leprince-Ringuet pour m'avoir accueilli dans la grande famille des physiciens du Laboratoire de l'Ecole Polytechnique.

Je prie Monsieur le Professeur Charles Peyrou et Monsieur Raphaël Armenteros de bien vouloir trouver ici l'expression de ma gratitude pour l'accueil qu'ils m'ont réservé au CERN et pour le soutien qu'ils m'ont apporté.

Je voudrais enfin remercier Monsieur le Professeur André Lagarrigue d'avoir dirigé cette thèse. Monsieur le Professeur Pierre Lehmann a bien voulu se charger de la tâche de Rapporteur et Monsieur André Morel m'a aidé dans mon effort pour maîtriser le sujet de cette thèse. Qu'ils soient ici vivement remerciés.

Messieurs Jean Badier et Bernard French m'ont initié à la physique expérimentale ; ils ont exercé sur moi par leurs conseils une influence décisive dont je voudrais les remercier. Je voudrais aussi exprimer ma reconnaissance à Messieurs Jean Meyer, Lucien Montanet, Francis Muller, Peter Sonderegger pour les nombreuses et enrichissantes discussions que nous avons eues ensemble. Que mes camarades de travail trouvent ici l'expression de la gratitude que je n'ai guère l'occasion de leur témoigner.

Puisque cette thèse est essentiellement théorique, je me dois de remercier tous les théoriciens qui ont passé un grand nombre d'heures à m'initier aux grands projets théoriques actuels. Je voudrais citer en particulier Messieurs G. Cohen-Tannoudji, H. Högaasen, M. Jacob, A. Morel, H. Navelet, C. Schmid, Ph. Salin et J. Tran Thanh Van. Les discussions avec A. Krzywicki, C. Michael et G. Plaut, qui travaillent dans des domaines voisins, m'ont été très profitables et un certain nombre des idées présentées dans cette thèse leur sont empruntées.

Ma reconnaissance va aussi à tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à cette thèse. En particulier à Mademoiselle Monique Genevey et à Madame Edith Feldmann qui ont assuré, avec patience et gentillesse, la dactylographie de ce texte et à Monsieur Mario Bellettieri, Mesdames Claude Magnin et Christiane Plumettaz qui ont dessiné les figures.

REFERENCES

ABBREVIATIONS

AP	ANNALS OF PHYSICS
LNC	LETTERE AL NUOVO CIMENTO
NP	NUCLEAR PHYSICS
PL	PHYSICS LETTERS
PR	PHYSICAL REVIEW
PRL	PHYSICAL REVIEW LETTERS

ABRAMOVITCH-AL	NP B27(71)477
ABRAMS-AL	PRL 30B(69)564
ADER-AL	NC 56A(69)315
AKERLOF	UM-HE-7-19
ALBROW-AL	NP B25(70)9
AMATI-FUBINI-STANGHELLINI	NC 30(63)193
ANDERSON-AL	PL 30B(69)56
ARNOLD	PR 153(67)1506
ARNOLD	PRL 14 (65) 657
ASPELL-AL	SOUMIS A LA CONFERENCE DE KIEV (71)
ASTBURY-AL	PL23(66)396
ATHERTON-AL	PL 30B(69)464
ATHERTON-AL	NP (71) SOUS PRESSE
AUVIL-HALZEN-MICHAEL	CERN TH 1164(70)
AYED-AL	PL32B(71)404
BADIEK-AL	RAPPORT CEA R 3037
BADIER-AL	PL 25B(67)152
BAGLIN-AL	PRESENTE A LA CONFERENCE D AIX EN PROVENCE (70)
BALL-AL	PL 31B(70)583
BALTAY-AL	PR140(65)B1027
BARGER-CLINE	PRL 24(70)1313

BARGER-MICHAEL	PR186(69)1592
BARGER-PHILLIPS	PRL21(68)865
BARGER-PHILLIPS	PL 26B (68)73
BARGER-PHILLIPS	RPP/C/9 (70)
BARISH-AL	PRL 23(69)607
BASHIAN-AL	PRESENTE A LA CONFERENCE D AIX EN PROVENCE 70
BERGER	PRL 23(69)1139
BERGER-FOX	ANL/HEP/7023
BERGER-FOX	PR 188(69)2120
BERGER-MORROW	PRL 25 (70)1136
BERTOLUCCI-AL	LNC 2(69)149
BIALAS-AL	NP B19(1970)667
BIALAS-VAN HVE	NC 38(65)1385
BIRNBAUM-AL	PL 31B(70)485
BLACKMON-GOLDSTEIN	NYO 3399-211(69)
BLAND-AL	NP B18(70)537
BONNET	THESE UNIVERSITE DE PARIS 1970
BOYARSKI-AL	PRL 25(70)695
BRAUN-AL	PRD2(70)448
BRODY-AL	SLAC PREPRINT PRESENTE A LA CONFERENCE DE KIEV 70
CAPPS	PRL 22(69)215
CARLITZ-KISLINGER	PRL 24(70)186
CARRERAS-DONNACHIE	DNPL/P37
CHEW-PIGNOTTI	PRL 20 (68)1178
CHEW-SNIDER	PL 31B(70)75
CHIEN-AL	PR152(66)1171
CHIU	CALT-68-281 (70)
CHIU-FILKENSTEIN	CERN TH 892 (68)
CHYLEK	INDIANA PREPRINT 70
CLINE-MATOS-REEDER	PRL 23(69)1318
COHEN-TANNOUDJI-AL	NC48A(67)1075
COHEN-TANNOUDJI-AL	PL19(65)62
COHEN TANNOUDJI-AL	NC 55A (68)412
COHEN TANNOUDJI-AL	PREPRINT CEA 68

COHN-AL	PL268(68)598
CRENELL-AL	PRL 23(69)1347
CUTKOSKY	CARNEGIE MELLON PREPRINT JUNE 70
DAHL-AL	PR163(67)1430
DAR-AL	PRL12(64)82
DAR-GAL	PR D1(70)2714
DAR-WATTS-WEISSKOPF	PL 308(69) 262
DASS-AL	NPB8(68)601
DASS-AL	NC67A (70)429
DAVIER-HARARI	SLAC PREPRINT 71
DAUBER-AL	PR 179(69)1263
DAUM-MICHAEL-SCHMID	PL 318(70)222
DEAN	C 11112 (69)
DESAI-AL	PRL25(70)1389
DOWELL	CONTRIBUTION TO THE CONF. ON HYPERON RESONANCES DUKE UNIVERSITY APRIL 70
DRIJARD-AL	SOUS PRESSE.PUBLIE PAR NORTH HOLLAND PUBLISHING COMPANY 1971
EBEL-PILKUHN-AL	NP B17(70)1
ENGLER-AL	PL 318 (70)669
FERRO-LUZZI-AL	PL 348 (71)524
FEYNMAN	REMARQUE ORALE FAITE A STONY BROOK 69
FISHER	PR 161(67)1335
FINKELSTEIN	CERN TH 1306
FINKELSTEIN-JACOB	NC 56A(68)681
FIRESTONE-AL	PRL 25(70)958
FRENCH-AL	NC52A(67)438
FREUND	PRL21(68)1375
FREUND-AL	NP B13(69)237
FIELD-JACKSON	UCRL20287
FRIEDMAN-WANG	PR 153(67)1596
FROYLAND-AL	CERN TH 1255 (70)
GALBRAITH-AL	PR138(65) B913
GIACOMELLI-AL	INFN/AE-70/9

GILMAN-AL	PL31B(70)387
GOLDHABER	UCRL 19832(70)
GUISAN-AL	PL 18(65)200
GUISAN-AL	SEMINAIRE DONNE AU CERN 1971
HARARI	PRL 20 (68)1395
HARARI	PRL22(69)562
HARARI	SLAC PREPRINT 70
HARARI	SLAC PREPRINT 71
HARARI-ZARMI	PL 32B(70)291
HARARI-ZARMI	PRL 24 (70)286
HARARI-ZARMI	PR 187(69)2230
HERDE-AL	PRL 21(68)248
HIRATA-AL	UCRL18322
IRVING-MARTIN-MICHAEL	CERN TH 1304
JACOB-WEYERS	CERN TH1109(69)
JACOB-WICK	AP7(59)404
KATO-AL	PRL 24(70)615
KATZ-AL	PL31B(70)329
KRZYWICKI-TRAN	LNC 2(69) 249
KUGLER	PL 32B(70)107
KWAK-AL	PR 186(69)1392
LAI-LOUIE	NPB19(70)205
LEA-AL	RPP/C/2 (70)
LICHTENBERG-AL	PRL 22(69)1215
LIPKIN	NP 59(69)349
LIPKIN	PL 32B(70)301
LOGUNOV-AL	AP31(65)203
LOOS-AL	PR 173(68)1335
LOVELACE	NPB12(69)273
LOVELACE-WAGNER	NP 225(71)411 ET CERN TH 1227
MANDELSTAM	NC 30(63)1127 LT 1148
MANDULA-AL	PRL 22 (69)1147 ET PRL 23(69)266
MANDULA-AL	CALT-68-248 (70)
MESSIAH-AL	NC33(64)853

MEYERS-AL	PTB 36(70)
MEYERS-SALIN	PTB 32 (69)
MEYERS-SALIN	PTB 38(70)
MICHAEL	PL 298(69)230
MICHAEL	ARGONNE PREPRINT 69
MICHAEL	PUBLIE DANS PROCEEDINGS OF THE RUHENSTEIN MEETING ON LOW ENERGY HADRON INTERACTIONS AND COUPLING CONSTANTS (SPRINGER TRACTS IN MODERN PHYSICS) 70
MUSGRAVE-AL	NC 35(65)735
OZAKI-AL	BNL15185
PARTICLE DATA GROUP	PL33B(71)
PHILLIPS-RINGLAND	RPP/C/8
PINSKY	PRL 22(69)677
PRUSS-AL	PRL 23(69)189
QUIGG	UCRL 20032 (70)
RAY-AL	PR183(69)1183
ROSNER	PRL 21(68)950
ROSNER	PRL 22(69)689
ROSNER	CALT 68-262 (70)
ROSNER	PRL 24(70)173
ROSNER-REBBI-SLANSKI	PR 188(69)2367
ROSS-AL	NP B23(70)269
ROY-AL	CERN TH 1287
ROY-SUZUCHI	PL 28B(69)558
SCHMID	PRL 20(68)628
SCHMID	PRL 20 (68) 689
SCHMID	PRL 20(68)628 ET 689
SCHMID-STORRCH	CERN TH 1216
SCHWEBER	INTRODUCTION TO QUANTUM FIELD THEORY
SHAPIRO	PROCEEDINGS OF THE SCHOOL FOR HIGH ENERGY PHYSICS LENINGRAD 69 PART II
SHTOKHAMER-AL	HAIFA PREPRINT 71
SONDEREGGER	INVITED TALK AT STONY BROOK(69) GORDON-BREACH
SONDEREGGER-AL	PL20(66)75

SOPKOVITCH	NC 26(62)186
SPIRO-DEREM	LNC 4 (70) 593
STIRLING-AL	PRL14(65)763
TORNQVIST-AL	NP B13(69)635
TRAN THAN VANH	PREPRINT ORSAY LP THE 70-46
VANDERHAGEN-AL	PL 248(67)493
VENEZIANO	RAPPORT A LA CONFERENCE DE KIEV 70
WIENER	INDIANA UNIVERSITY PREPRINT MARS 71
WOHL	UCRL16288
YEKUTIELI-AL	PRL 25(70)194
ZACHARIASEN	CERN TH 1290 (71)
ZUL'KARNEEV-ROZANOVA	CERN TRANSLATION 70-14

